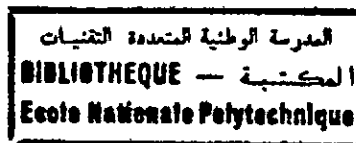


THESE

PRESENTEE DEVANT L'E.N.P D'ALGER - DEPARTEMENT ELECTRONIQUE
POUR OBTENIR LE GRADE DE MAGISTER EN ELECTRONIQUE APPLIQUEE.

OPTION: TELECOMMUNICATION



PAR

MOHAMED MOHAMED

*" Contribution à l'Etude d'Antennes Plaques Microruban
à Large Bande Polarisées Circulairement."*

soutenue le 07/07/1993 devant la commission d'examen composée de :

M.A CHEKIMA	PROFESSEUR A L'E.N.P D'ALGER	: PRESIDENT.
M.A ZERGUERRAS	MAITRE DE CONFERENCES A L'E.N.P D'ALGER	: RAPPORTEUR.
M.A KHELLAF	MAITRE DE CONFERENCES A L'UNIVERSITE DE SETIF	: EXAMINATEUR.
M.R ASKAS	CHARGE DE COURS A L'E.N.P D'ALGER	: EXAMINATEUR.
M.M TRABELSI	CHARGE DE COURS A L'E.N.P D'ALGER	: EXAMINATEUR.
M.M BENSEBTI	MAITRE DE CONFERENCES A L'UNIVERSITE DE BLIDA	: INVITE.

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE D' ALGER

THESE

PRESENTÉE DEVANT L' E.N.P D' ALGER -DEPARTEMENT ELECTRONIQUE.
POUR OBTENIR LE GRADE DE MAGISTER EN ELECTRONIQUE APPLIQUEE
OPTION : Télécommunication

PAR

المدرسة الوطنية المتعددة التخصصات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

MOHAMED MOHAMED

***"Contribution à l' Etude d' Antennes Plaques Microruban
à Large Bande Polarisées Circulairement . "***

soutenue le ...07../07../1993 devant la commission d' examen composée de :

M.A CHEKIMA PROFESSEUR A L' E.N.P D' ALGER : PRESIDENT .

M.A ZERGUERRAS MAITRE DE CONFERENCES A L' E.N.P D' ALGER : RAPPORTEUR

M.A KHELLAF MAITRE DE CONFERENCES A L' UNIVERSITE DE SETIF : EXAMINATEUR

M.R AKSAS CHARGE DE COURS A L' E.N.P D' ALGER : EXAMINATEUR .

M.M TRABELSI CHARGE DE COURS A L' E.N.P D' ALGER : EXAMINATEUR .

M.M BENSEBTI MAITRE DE CONFERENCES A L' UNIVERSITE DE BLIDA : INVITE .

REMERCIEMENTS

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

Je voudrais, à l'occasion de la soutenance de cette thèse, exprimer ma profonde reconnaissance et mes vifs remerciements, tout particulièrement au professeur A.ZERGUERRAS, pour avoir bien voulu me proposer un sujet et diriger ma thèse, et surtout pour sa précieuse collaboration, sa grande disponibilité et sa patience à toute épreuve.

Mes remerciements vont également à l'endroit des professeurs R.AKSAS et M.TRABELSI pour l'importante aide qu'ils ont bien voulu me consentir, notamment en ce qui concerne la partie expérimentale.

Je remercie les professeurs A.CHEKIMA et A.KHELLAF pour toute l'attention qu'ils ont manifestée à l'égard de mon travail et d'avoir accepté d'être examinateurs dans mon Jury de Thèse.

Je remercie également l'ingénieur BELMOULOU pour m'avoir aidé à mettre au point les programmes de calcul, tout comme je ne saurais oublié le dévouement de M.M AZEM, MAKHZOUM et YOUNSI dans la réalisation de ce document.

(i) Liste des symboles.....	I
(ii) Liste des figures.....	III
1- <u>OBJET DE L'ETUDE</u>	1
2- <u>ETAT DE L'ART SUR LES A.P.M-P.C</u>	2
2.1- Caractéristiques des A.P.M.....	2
a) avantages.....	2
b) inconvénients.....	2
2.2- Excitation de l'A.P.M-P.C.....	3
a) A.P.M-P.C bi-excitées.....	3
b) A.P.M-P.C mono-excitées.....	5
c) autres variantes d'A.P.M-P.C.....	5
c-1. l'A.P.M-P.C imprimée de type composite.....	5
c-2. l'A.P.M-P.C de type discontinu.....	5
2.3- Variantes géométriques des A.P.M-P.C.....	7
a) rectangulaire.....	7
b) circulaire.....	7
c) pentagonale.....	9
d) elliptique.....	9
3- <u>DEPOLARISATION D'ONDE ET DISPOSITIFS A P.C</u>	12
3.1- Propagation en milieu dépolarisant.....	12
3.2- Phénomènes de dépolarisation.....	14
a) propagation en milieu anisotrope.....	14
b) identification du problème de la dépolarisation.....	20
c) modélisation de la dépolarisation.....	20
i) par la pluie.....	21
ii) par la glace.....	21
iii) norme CCIR.....	21
3.3- Dispositifs à polarisation circulaire.....	23
a) en bi-excités.....	23
b) en mono-excités.....	23
i) suivant la géométrie.....	23
ii) le cas rectangulaire.....	24
iii) effet du segment de perturbation.....	26
iiii) condition requise pour un rayonnement polarisé circulairement.....	28
iiiiii) conception des A.P.M-P.C.....	31
iiiiiii) caractéristiques de rayonnement des A.P.M-P.C....	34
c) l'A.P.M-P.C circulaire.....	34
d) traitement plus précis des A.P.M-P.C.....	38
d-1. analyse.....	38
i) fonction de Green.....	39
ii) impédance mutuelle et circuit équivalent.....	40
iii) impédance d'entrée.....	41
iiii) champ rayonné, gain, directivité et rendement.....	43
d.2- conditions pour un rayonnement P.C.....	44
i) champ rayonné par une antenne plaque polarisée circulairement à simple alimentation.....	44
ii) fréquence et localisation optimale de l'excitation...	45

4- ANALYSE D'UNE A.P.M-P.C A LARGE BANDE, ANNULAIRE.

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة 48
BIBLIOTHEQUE. —
Ecole Nationale Polytechnique

4.1- Analyse théorique par le G.T.L.M.....	48
4.1.1- le modèle de la ligne de transmission généralisée (G.T.L.M).....	48
a) analyse du problème.....	50
b) circuit équivalent.....	52
b.1- ligne de transmission dans la direction u.....	52
i) admittances de paroi propre et mutuelle.....	54
ii) admittances de paroi totale.....	56
b.2- ligne de transmission dans la direction v.....	57
b.3- diagramme de rayonnement.....	57
b.4- anneau circulaire avec alimentation coaxiale.....	57
4.1.2- l'anneau circulaire en tant que quadripôle.....	60
a) représentation du circuit équivalent.....	63
b) impédance de l'anse.....	70
4.2- Impédance d'entrée.....	71
4.3- Admittance de paroi.....	72
a) admittance propre.....	73
b) admittance mutuelle.....	75
4.4- Réactance due aux autres modes ou à la sonde d'alimentation.....	79
4.5- Champs rayonnés.....	80
4.6- Rapport axial.....	80
4.7- Résultats et commentaires.....	80 bis
5- <u>PROSPECTIVES SUR LE DEVELOPPEMENT DES A.P.M-P.C.</u>	110
a) les circuits d'excitations.....	110
b) l'effet des tolérances de fabrication.....	111
c) le niveau de la polarisation croisée.....	111
d) les ondes de surface et le rendement.....	111
e) les communications par satellite.....	112
f) les applications radar.....	112
g) les télécommunications mobiles.....	112
6- <u>CONCLUSION</u>	113
<u>ANNEXE 1.</u> La polarisation.....	114
<u>ANNEXE 2.</u> Résultats de Zin (f) (mesures).....	127
<u>ANNEXE 3.</u> Programme pour le calcul de Zin.....	135
<u>REFERENCES.</u>	142

(i) LISTE DES SYMBOLES

- a, a_e = rayons internes respectivement physique et effectif de l'anneau
- b, b_e = rayons externes respectivement physique et effectif de l'anneau
- c = rayon générique pour localiser l'alimentation
- d = diamètre de l'âme centrale du câble coaxial d'alimentation
- E_z = tension modale pour la ligne de transmission dans les directions u et v dans le modèle GTLM
- $E_{zn}(r)$ = fonction radiale du champ électrique dirigé selon la direction z pour le mode TM_n , dans le cas de la structure annulaire
- E_θ, E_φ = composantes du champ total
- f, ω, λ = fréquence, pulsation et longueur d'onde respectivement
- g_1, g_2, g_3 = paramètres du circuit obtenus à partir des éléments de la matrice Y
- g_1', g_2', g_3' = obtenus en remplaçant b par c et c par a dans les expressions de g_1, g_2, g_3 respectivement
- g_a = conductance propre de Y_{aa}
- h = épaisseur du substrat diélectrique
- $H_{\theta n}(b), H_{\varphi n}(b)$ = champs magnétiques produits en $\rho = b$ par la source localisée respectivement en $\rho = b$ et $\rho = a$
- $J_n(x)$ = fonction de Bessel d'ordre n de première espèce
- $J'_n(x)$ = dérivée première de la fonction de Bessel d'ordre n par rapport à l'argument x
- K_0, K_1 = nombres d'onde respectivement dans le vide et dans le diélectrique
- l = longueur de l'anse périphérique de l'anneau
- (u, v) = système de coordonnées curvilignes dans le modèle GTLM
- $u = u_s$
 $v = v_s$ = position du point de l'alimentation (GTLM)
- $u = \rho$
 $v = \phi f$ = position du point de l'alimentation (structure annulaire)

- $u(x), \delta(x)$ = fonction échelon unité et fonction de Dirac respectivement
المسؤولين
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique
- w = largeur de l'anse périphérique de l'anneau
- X_m = réactance d'entrée due aux modes non résonants obtenue en résolvant l'équation d'ondes pour ces modes, et en considérant les parois magnétiques en $\rho=a_e$ et $\rho=b_e$
- Y = matrice admittance pour la ligne de transmission confinée entre $u=u_1$ et $u=u_2$
- $Y_n(x)$ = fonction de Neumann d'ordre n
- $Y'_n(x)$ = dérivée première de la fonction de Neumann d'ordre n par rapport à x
- $Y_{12}=Y_{21}$ = admittance mutuelle entre deux parois en $u=u_1$ et $u=u_2$
- Y_1 = admittance de paroi active en $u=u_1$
- Y_2 = admittance de paroi active en $u=u_2$
- Y_{ab} = admittance mutuelle entre les deux sources de courant de l'anneau
- $Y_n(\rho)$ = admittance du mode TM_n au point ρ
- $Y_n(a), Y_n(b)$ = admittances de charge du mode TM_n respectivement en $\rho=a$ et $\rho=b$
- Y_n, Y_n = admittances respectivement propre et mutuelle du mode TM_n
- $g_n + jb_n$ = admittance de surface associée au nième mode
- Z_a, Z_b, Z_c = paramètres Z du circuit équivalent de l'anneau
- Z_0 = impédance caractéristique de l'anse de longueur $l+\Delta l$
- $Z_1=Z_{ear}$ = impédance de l'anse
- Z_{in} = impédance d'entrée de l'antenne vue par l'alimentation
- $Z_n(e), Z_n(o)$ = impédances des modes d'ordre n respectivement pair et impair
- μ_0, ϵ_0 = perméabilité magnétique et permittivité diélectrique du vide
- ϵ_r = constante diélectrique relative du substrat
- β = constante de propagation de la ligne anse

(ii) LISTE DES FIGURES

- 1 : Différents types d'A.P.M-P.C
- 2 : Configurations typiques d'A.P.M-P.C
- 3 : Configurations typiques d'antennes imprimées
- 4 : Patch carré avec polarisation linéaire et circulaire
- 5 : Radiateur carré avec patch rectangulaire polarisant
- 6 : Antenne plaque circulaire
- 7 : Antenne plaque pentagonale
- 8 : Antenne plaque elliptique
- 9 : Ondes planes
- 10 : Décomposition du cas général de polarisation elliptique en deux polarisations circulaires de sens opposés
- 11 : Dépolarisation de signaux radio par un milieu de propagation
- 12 : Dépolarisation due à l'atténuation entre les axes de symétrie majeur et mineur de la goutte de pluie
- 13 : Effets de la phase différentielle sur la dépolarisation
- 14 : Effet d'orientation du vecteur électrique par rapport aux principaux axes de la goutte
- 15 : Les formes asymétriques d'une goutte vue sous diverses directions
- 16 : Atténuation et déplacement de phase différentiels induits par diverses vitesses de précipitation de pluie
- 17 : Configurations fondamentales de patches rectangulaires monoexcités polarisés circulairement
- 18 : Localisation de l'alimentation pour la polarisation circulaire
- 19 : Circuit équivalent des antennes patches rectangulaires polarisées circulairement
- 20 : Conception fondamentale des A.P.M-P.C
- 21 : Diagrammes de rayonnement typiques de patches rectangulaires polarisés circulairement à alimentation unique
- 22 : Caractéristiques d'impédance mesurées typiques pour patches rectangulaires polarisés circulairement par une alimentation simple
- 23 : Configurations fondamentales pour A.P.M-P.C monoexcitées
- 24 : Circuit équivalent pour une APM disque monoexcitée polarisée circulairement
- 25 : Structure de modèle analytique et système de coordonnées
- 26 : Circuit équivalent d'une APM multi-accès
- 27 : A.P.M-annulaire avec anse périphérique
- 28 : Configuration générale de patches microrubans avec géométrie séparable
- 29 : Ligne de transmission équivalente du patch pour $U_1 < U < U_s$
- 30 : Réseau en Π pour la section de ligne de transmission définie par $U_1 < U < U_s$
- 31 : Circuit équivalent d'une ligne de transmission pour un mode singulier d'une A.P.M
- 32 : Circuit équivalent d'une A.P.M disque
- 33 : Circuit équivalent d'une A.P.M annulaire relative au mode n
- 34 : Circuit équivalent d'une section ligne de transmission radiale
- 35 : Circuit équivalent de l'antenne obtenu en remplaçant les sections de ligne de transmission par des réseaux
- 36 : Formes simplifiées du circuit équivalent de la figure 35
- 37 : Représentation du réseau à deux ports de l'antenne annulaire pour le mode TM_n
- 38 : Système de coordonnées
- 38 bis: Rapport axial théorique en fonction de la fréquence pour le mode TM_{12}

- 38 ter: (a) Rapport axial théorique en fonction de θ pour le mode TM₁₂, avec la fréquence comme paramètre
- (b) Variation du rapport axial en fonction de θ pour le mode TM₃₂, avec la fréquence comme paramètre
- 38 quater : Rapport axial théorique , pour différentes valeurs des rayons internes et externes du patch pour le mode TM₁₂ en fonction de la fréquence.
- 38 quinquies : Variation de la largeur de bande du rapport axial à 6dB en fonction de b/a
- 39 : $K_{1r.a}$ en fonction de b/a
- 40 : Impédance d'entrée Z_{in} en fonction de la fréquence
- 41 : Impédance d'entrée Z_{in} en fonction de la fréquence (méthode de Galerkin et transformée de Hankel)
- 42 : Même variation de Z_{in} , au voisinage de TM₁₂ pour différents emplacements de la sonde d'alimentation
- 43 : Impédance d'entrée selon l'approche de la théorie des circuits
- 44 : Représentation sur abaque de Smith de Z_{in} mesurée (anneau sans anse)
- 45 : Représentation cartésienne de Z_{in} mesurée (anneau sans et avec anse)
- 46 : Représentation sur abaque de Smith de Z_{in} mesurée (anneau avec anse)
- 47 : Diagramme de rayonnement polaire de l'antenne sans anse périphérique
- 48 : Diagramme de rayonnement polaire de l'antenne avec anse périphérique
- 49 : Racines de l'équation caractéristique en fonction du rapport b/a
- 50 : Rendement de rayonnement du patch annulaire en fonction de la fréquence de résonance ($b=2a$)
- 51 : Directivités des modes TM₁₁ et TM₁₂ du patch annulaire en fonction de la fréquence de résonance ($b=2a$)
- 52 : Gain en fonction de la fréquence de résonance, du patch annulaire ($b=2a$)
- 53 : Largeur de bande du patch annulaire en fonction de la fréquence de résonance ($b=2a$)
- 54 : C_1/a en fonction de b/a (c_1 : position de l'alimentation)
- 55 : La conductance en fonction de la fréquence avec a comme paramètre (équation 180)
- 56 : La conductance en fonction de la fréquence, avec h comme paramètre (approche du vecteur de Pointing)
- 57 : L'admittance mutuelle en fonction de la fréquence (équation 179)
- 58 : La susceptance en fonction de la fréquence en $\rho = b$ (équation 158)
- 59 : La susceptance en fonction de la fréquence en $\rho = a$ (équation 158)
- 60 : La susceptance en fonction de la fréquence en $\rho = b$ avec h comme paramètre (équation 158)
- 61 : La susceptance en fonction de la fréquence en $\rho = a$ avec h comme paramètre (équation 158)
- 62 : L'impédance de l'anse en fonction de la fréquence, avec w comme paramètre (équation 142)
- 63 : La réactance du coaxial en fonction de la fréquence (équation 182)
- A1 : Ellipse, lieu de l'extrémité du champ E
- A2 : Ellipse définie par les côtés du rectangle circonscrit
- A3 : Les différents états de polarisation suivant les différentes valeurs de φ
- A4 : Représentations suivant les paramètres a_0, b_0 et α
- A5 : Etat de polarisation selon la représentation de Stokes
- A6 : Lieu des points à phase constante
- A7 : Onde quasi-monochromatique et son spectre
- A8 : Détermination des paramètres de Stokes par l'intermédiaire d'un polariseur, d'une lame onde et d'un détecteur
- A9 : Variation de φ en fonction de θ
- A10 : Onde plane se propageant le long de la direction Z

1- OBJET DE L'ETUDE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

L'A.P.M-P.C (Antenne Plaque Microruban-Polarisée Circulairement) est une antenne plaque microruban à polarisation circulaire simple ou double, c'est une structure planaire rayonnante constituée par une plaque diélectrique, de faible épaisseur relativement à la longueur d'onde utilisée métallisée sur ses deux faces avec le patch d'un côté et le plan de masse de l'autre.

Un alignement 2D de tels éléments organisés et alimentés de façon appropriée permet d'obtenir l'antenne aux caractéristiques désirées pour une application donnée.

Dans ce travail nous montrerons pourquoi nous avons besoin de telles caractéristiques de l'A.P.M-P.C et comment nous pouvons les concevoir et les réaliser en jouant sur les propriétés physiques des matériaux sur leur géométrie sur leur configuration sur leur assemblage, sur leur excitation et leur alignement.

Autant que possible les résultats d'une ou plusieurs théories seront confrontés aux mesures expérimentales, le sous équipement du laboratoire ne nous a pas permis de réaliser celles-ci avec la densité voulue.

Néanmoins ce travail constituera un bon outil de conception d'A.P.M-P.C, c'est cela notre objectif de départ.

2- ETAT DE L'ART SUR LES A.P.M-P.C

2.1- CARACTÉRISTIQUES DES A.P.M

a) avantages

Parmi les avantages de ces antennes, on peut citer:

- 1) Poids et volume réduits.
- 2) Coût de fabrication faible par les procédés de photolithographie.
- 3) Montage aisé sur les missiles, les roquettes et les satellites (souplesse dans la conformabilité et dans la mise sous-forme d'alignements tridimensionnels).
- 4) Diversement polarisables notamment en polarisation linéaire elliptique et circulaire ou plusieurs types à la fois par de simples commutations modifiant la position de l'alimentation. Ces commutations peuvent être assurées par des diodes P.I.N.
- 5) L'opération de diversité en fréquence est possible
- 6) Elle sont compatibles avec les circuits intégrés à l'état solide tels que les oscillateurs, les amplificateurs, les atténuateurs variables, les modulateurs etc.....
- 7) Leurs alignements se prêtent aisément au balayage électronique.
- 8) S'emploient sur une large gamme de fréquence de 10 MHz à 100 GHz.

b) inconvénients

Les inconvénients les plus notables des A.P.M sont les suivants:

- 1) Largeur de bande étroite, limitée à quelques pourcents
- 2) Gain et directivité faibles.
- 3) Puissance émise insuffisante pour certaines applications.
- 4) Rendement trop bas à cause des pertes dans le substrat, les conducteurs et quelques fois par onde de fuite et de surface.
- 5) La plupart des A.P.M rayonnent à l'intérieur d'un demi-plan. Il faut donc réaliser soigneusement l'excitation de ces antennes afin de préserver leurs caractéristiques théoriques.
- 6) Faible isolation entre l'alimentation et les éléments rayonnants.
- 7) Polarisation insuffisamment pure.
- 8) Possibilité de couplages indésirables entre éléments rayonnants.

La compétitivité des A.P.M s'affirme de plus en plus dans de nombreuses applications dont, entre autres domaines :

- 1) Les communications par satellite et la T.V.D.S.
- 2) Les radars doppler et autres.

- 3) La commande et le contrôle à distance.
- 4) Les missiles et les engins guidés.
- 5) Les télécommunications mobiles.
- 6) Les récepteurs de navigation par satellite.
- 7) Les applications médicales etc.....

2.2- EXCITATION DE L'A.P.M-P.C

a) A.P.M-P.C biexcitée

Les deux points d'excitations F_1 et F_2 du patch doivent se trouver en général dans le même plan sur les 2 axe de symétrie de la configuration. Ces axes sont orthogonaux. Ce doublement de l'excitation à l'aide de coupleur à 3db ou sans n'est pas très aisé.

Les patches sont alimentés avec une amplitude égal et un déphasage de 90° , en utilisant un polariseur externe. Comme cela est illustré en figure 1 ces antennes sont également divisées en deux catégories par la forme du polariseur externe: l'une de ces catégories a trait à l'hybride à 3dB, tandis que l'autre concerne l'antenne à alimentation externe.

Il est bien connu qu'un hybride à 3db produit des champs d'égale amplitude et déphasés de 90° . Donc, en plaçant les sorties d'un tel hybride aux bords du patch, l'antenne se comporte comme un radiateur polarisé circulairement.

L'autre catégorie est l'antenne polarisée circulairement à alimentation externe. Dans ce cas les lignes d'alimentation externe, avec l'une plus longue que l'autre de $\lambda/4$, se trouvent placées au bord du patch, comme cela est indiqué en figure 2(a). L'un des inconvénients les plus sérieux de ce type d'antenne est l'étroitesse de la largeur de bande.

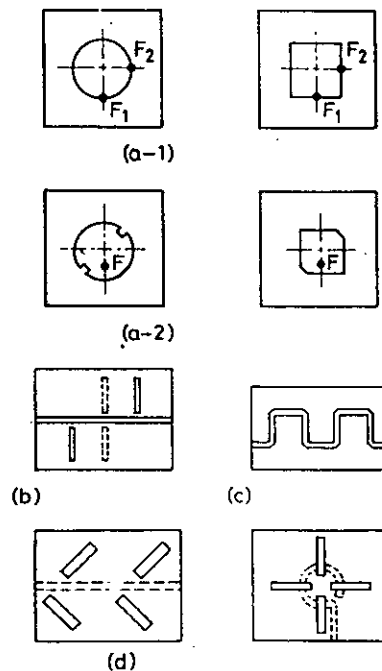


FIGURE 1 : Différents types d'antennes imprimées polarisées circulairement

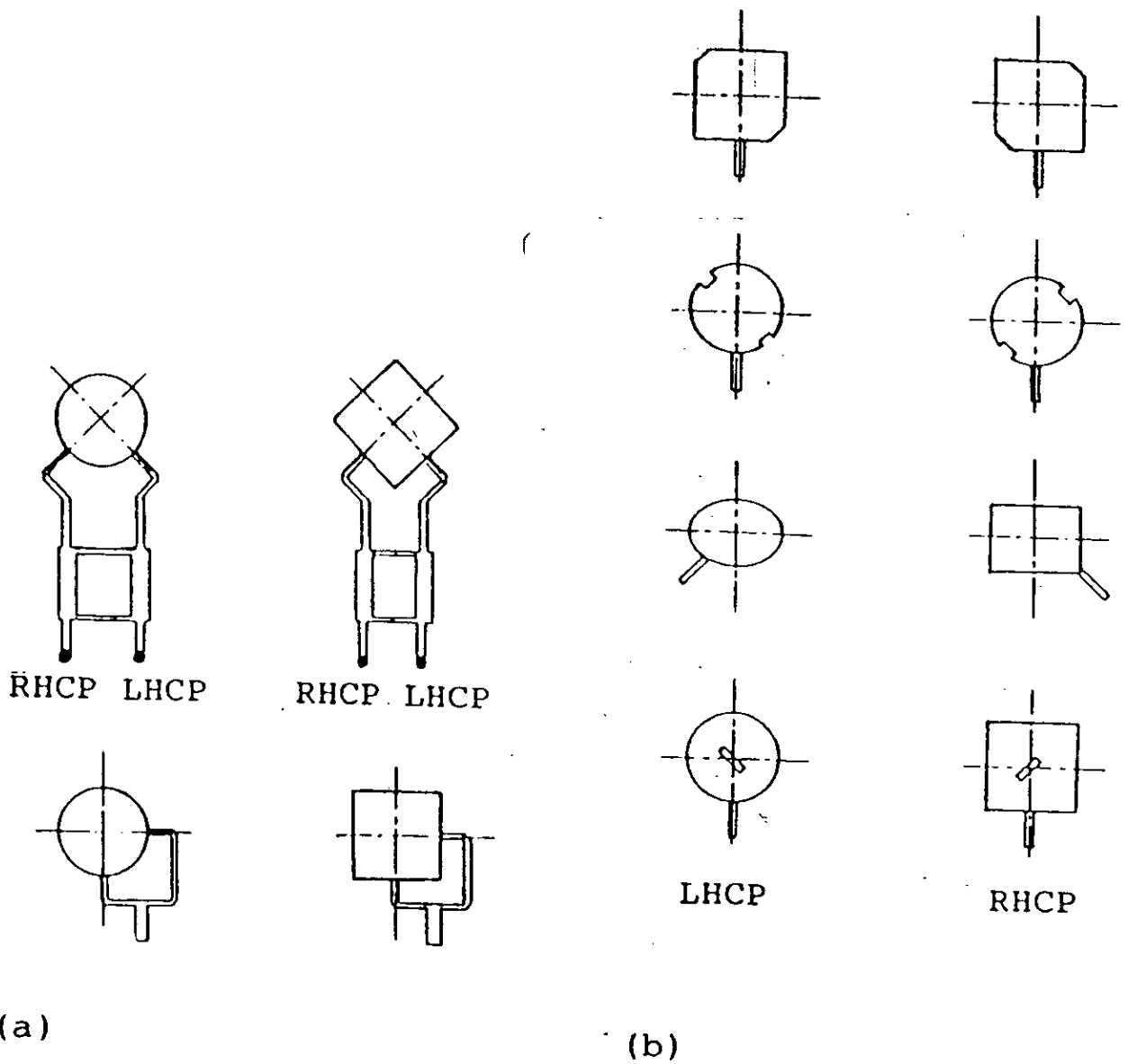


FIGURE 2 : Configurations typiques d'antennes microruban polarisées circulairement.

LHCP : polarisation circulaire sens gauche
 RHCP : polarisation circulaire sens droit

b) l'A.P.M-P.C mono-excitée

Une A.P.M monoexcitée de façon appropriée reste le moyen le plus simple pour obtenir un radiateur à onde polarisé circulairement. Les configurations typiques de cette antenne sont indiquées en figure 2(b). Il est important de remarquer qu le mode généré dans ce cas est excité d'habitude dans une région de cavité électriquement mince. Le principe de fonctionnement de cette antenne se base sur le fait que l'excitation génère deux modes distincts orthogonaux sous l'effet d'une perturbation telle qu'une fente ou une appendice placée à l'extrémité [2, 3].

Les champs rayonnés induits par ces deux modes sont en général perpendiculaires entre eux et polarisés orthogonalement dans la direction vue depuis le support. Lorsque l'élément perturbant est ajusté pour produire les modes 1 et 2 avec une amplitude égale et un déphasage de 90° , l'antenne se comporte comme un radiateur à polarisation circulaire, malgré que l'alimentation soit simple.

Cette antenne possède plusieurs avantages, si on la compare aux antennes à double alimentation et peut rayonner sous une polarisation circulaire sans devoir utiliser un polariseur externe. Les techniques de conception d'une telle antenne seront décrites plus loin.

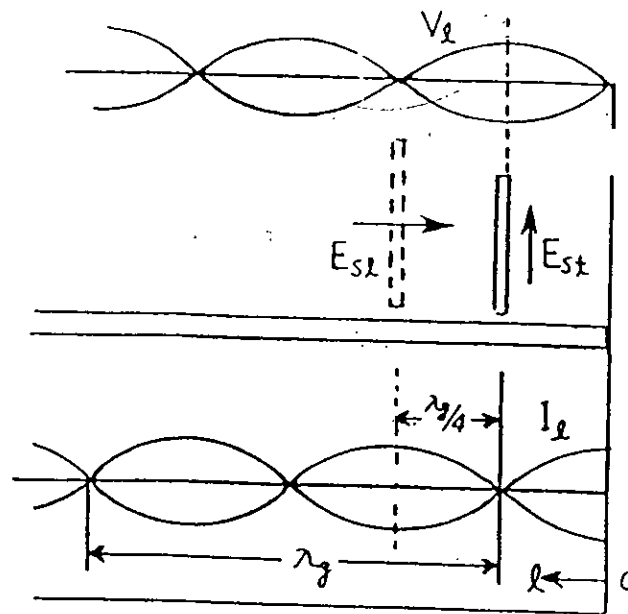
c) autres variantes d'A.P.M-P.C

c.1) - les antennes imprimées de type composite:

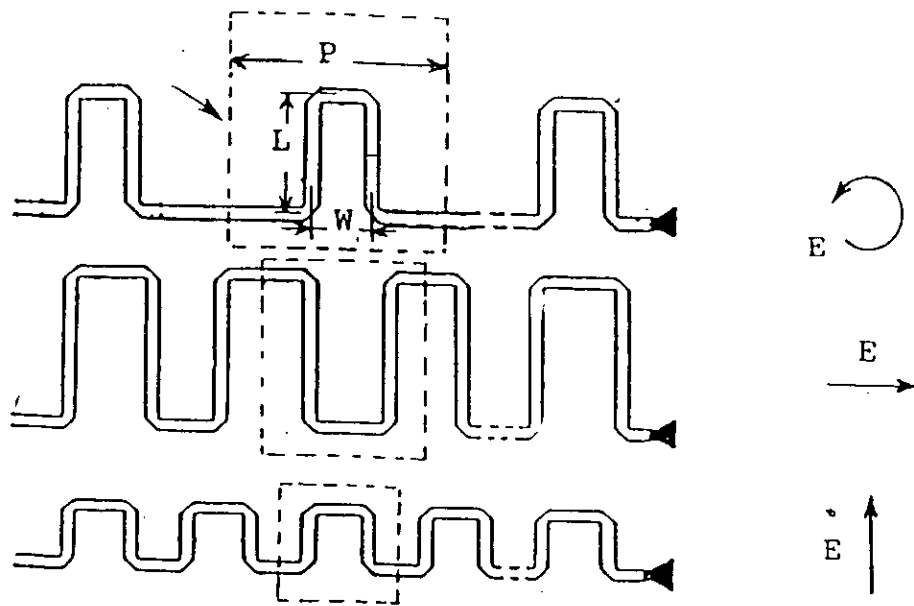
La figure 3(a) montre les configurations fondamentales d'une antenne polarisée circulairement de type composite. L'antenne de ce type est la combinaison d'un ruban conducteur de longueur $\lambda/2$ et d'une fente dans le plan de masse. Si la ligne d'alimentation du microruban est court-circuitée à $l=0$, une onde de tension V_1 et de courant I parcourt la ligne. Dans ce cas, en mettant les éléments rayonnants tels que le ruban et la fente aux positions maximum de V et I_1 , ces éléments rayonnent des champs électriques transversal et longitudinal $E_{\perp 1}$ et $E_{\parallel 1}$ respectivement dans la direction vue du support. Ces champs peuvent être excités avec une égale amplitude et un déphasage de 90° , si le ruban et la fente sont espacés de $\lambda/4$ et le couplage entre l'élément rayonnant et l'alimentation est identique en valeur. Par conséquent, ce type d'antenne se comporte comme un radiateur à polarisation circulaire, sans avoir recours à un polariseur externe.

c.2) - l'A.P.M-P.C de type discontinu

Une antenne ligne rampart est un radiateur de type discontinu. La figure 3 (b) montre des antennes ligne rampart [2, 4] pouvant rayonner des ondes polarisées linéairement et circulairement.



(a)



(b)

FIGURE 3 : Configurations typiques d'antennes imprimées(réf.8)

Chaque radiateur consiste en une ligne microruban en méandre ayant une série de coudés rectangulaires biaisés. L'antenne a également une charge adaptée à l'extrémité ouverte de la ligne en méandre. Le rayonnement se fait principalement de la section discontinue de la ligne en méandre tel que le coudé rectangulaire. Par conséquent, les antennes lignes rampart polarisées circulairement et linéairement peuvent être facilement fabriquées en contrôlant la longueur L , la largeur W et la période P de la ligne en méandre. Si L, W, P sont égales à $\lambda g/2, \lambda g/4$ et λg respectivement pour une cellule unitaire de la ligne en méandre, l'antenne se comporte comme un radiateur polarisé circulairement. Lorsque $L=2\lambda g/3, W= \lambda g/3$ et $P= 2 \lambda g/3$ l'antenne rayonne une polarisation horizontale, tandis qu'avec $L=W= \lambda g/4, P= \lambda g/2$, on a une polarisation verticale.

2.3 - VARIANTES GÉOMÉTRIQUES DES A.P.M-P.C

a) rectangulaire

La polarisation d'un patch rectangulaire est normalement linéaire. KALOI [7], CARVER et COFFEY [7] ont montré qu'un patch alimenté par un coin avec $L/W = 1,029$ peut produire une polarisation circulaire dans la direction vue du support. La polarisation circulaire pour un élément rectangulaire ou carré peut être également obtenue en excitant deux modes orthogonaux de l'antenne avec des signaux déphasés de 90° , comme cela est indiqué en figure 4.

KER [7] a développé une nouvelle technique pour la génération de la polarisation circulaire dans les A.P.M. Il remarqua que si un petit ruban de métal rectangulaire est déplacé au centre d'un radiateur microruban, la fréquence de résonance est fonction de l'orientation par rapport aux axes d'entrée. Le résultat fut exploité pour développer des radiateurs polarisés circulairement qui sont symétriques, alimentés par une seule entrée et avec une dimension plus petite que celle exigée pour la polarisation linéaire à la même fréquence. La figure 5 montre un radiateur microruban carré avec une seule entrée et un patch polarisant rectangulaire, orienté 45° par rapport à l'axe d'entrée, avec une polarisation circulaire RHC. En faisant une rotation de 90° du patch, on obtient une polarisation circulaire de type LHC.

b) circulaire

La polarisation d'un disque est normalement linéaire, comme c'est le cas pour les A.P.M rectangulaires. La polarisation circulaire peut être obtenue en excitant deux modes orthogonaux de l'antenne avec des signaux déphasés de 90° [HOWELL, 1975]. La figure 6 montre un disque polarisé circulairement ayant le centre à la masse.

L'excitation de cette antenne est obtenue à l'aide de deux sondes coaxiales distantes de $\lambda/4$ [7].

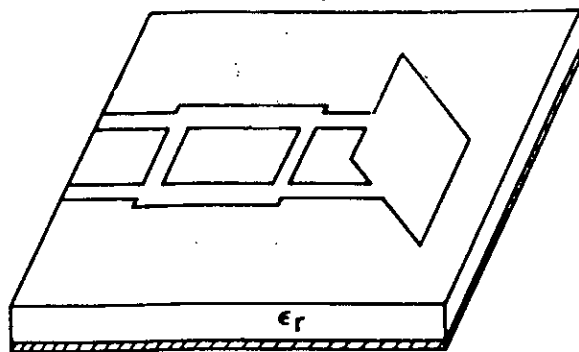
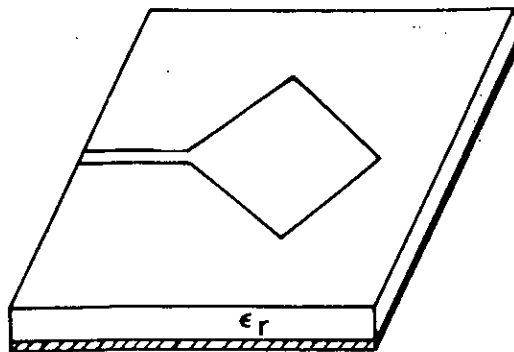
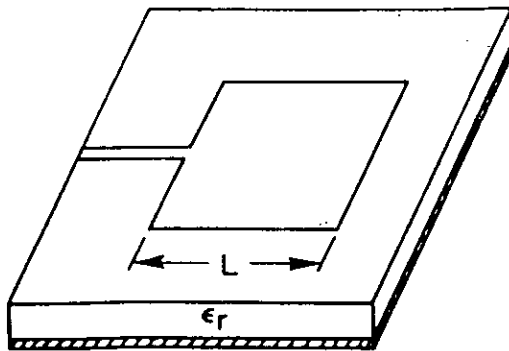


FIGURE 4 : Patch carré avec polarisation linéaire et circulaire

c) pentagonale

La polarisation circulaire est théoriquement possible à partir d'une antenne microruban excitée par une simple alimentation si deux modes spatialement orthogonaux sont excités en quadrature de phase [7]. Ceci peut être réalisé dans une antenne à géométrie pentagonale comme cela est indiqué en figure 7. L'élément pentagonal utilise une ligne d'alimentation simple pour obtenir des champs rayonnés polarisés circulairement, et ceci pour éviter la complexité de l'alimentation de l'hybride et le problème de séparation du centre de phase (WEINSCHTEL, 1975 et CARVER, 1976).

d) elliptique

L'antenne est indiquée en figure 8 [5]. Elle exige une alimentation unique et sa forme est assez simple pour permettre une analyse théorique rigoureuse. Les principales caractéristiques d'une telle antenne sont :

- Le rayonnement associé à l'antenne, en général, polarisé elliptiquement devient circulaire lorsque l'élément d'antenne est alimenté en un point placé suivant un angle azimutal de 45° par rapport à l'axe majeur de l'ellipse.
- L'émission du rayonnement polarisé circulairement s'effectuera efficacement si on limite l'excentricité de l'ellipse à des valeurs comprises entre 10 et 20%. Par exemple, pour $b/a = 0,9787\dots$, l'excentricité est égale à 20,5%, ce qui donne une bonne polarisation circulaire; par contre, pour une excentricité de 28,9% relative à une valeur de $b/a = 1,88$, la polarisation n'est pas pure.
- Les courants, les champs internes ainsi que les champs rayonnés de l'antenne elliptique s'expriment en terme de fonctions de MATHIEU. Elles sont exprimées sous forme de fonction de BESSEL lorsque l'excentricité est petite, dans ce dernier cas la LHCP et la RHCP sont obtenues dans une bande de fréquence réduite.

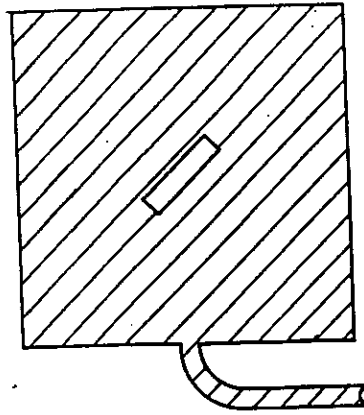


FIGURE 5 : Radiateur carré avec patch rectangulaire polarisant

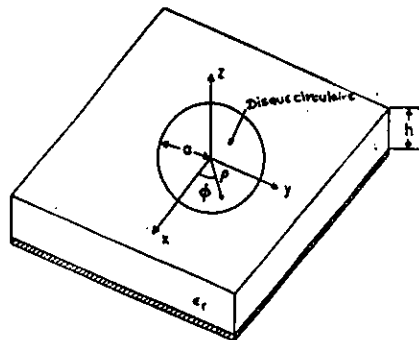


FIGURE 6 : Antenne plaque circulaire

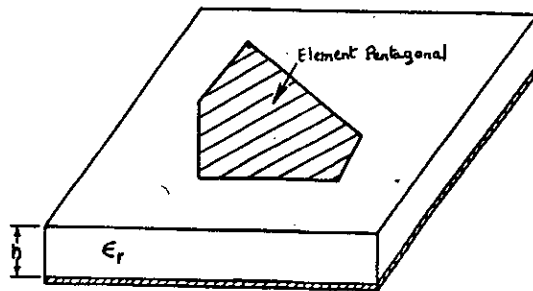


FIGURE 7 : Antenne plaque pentagonale

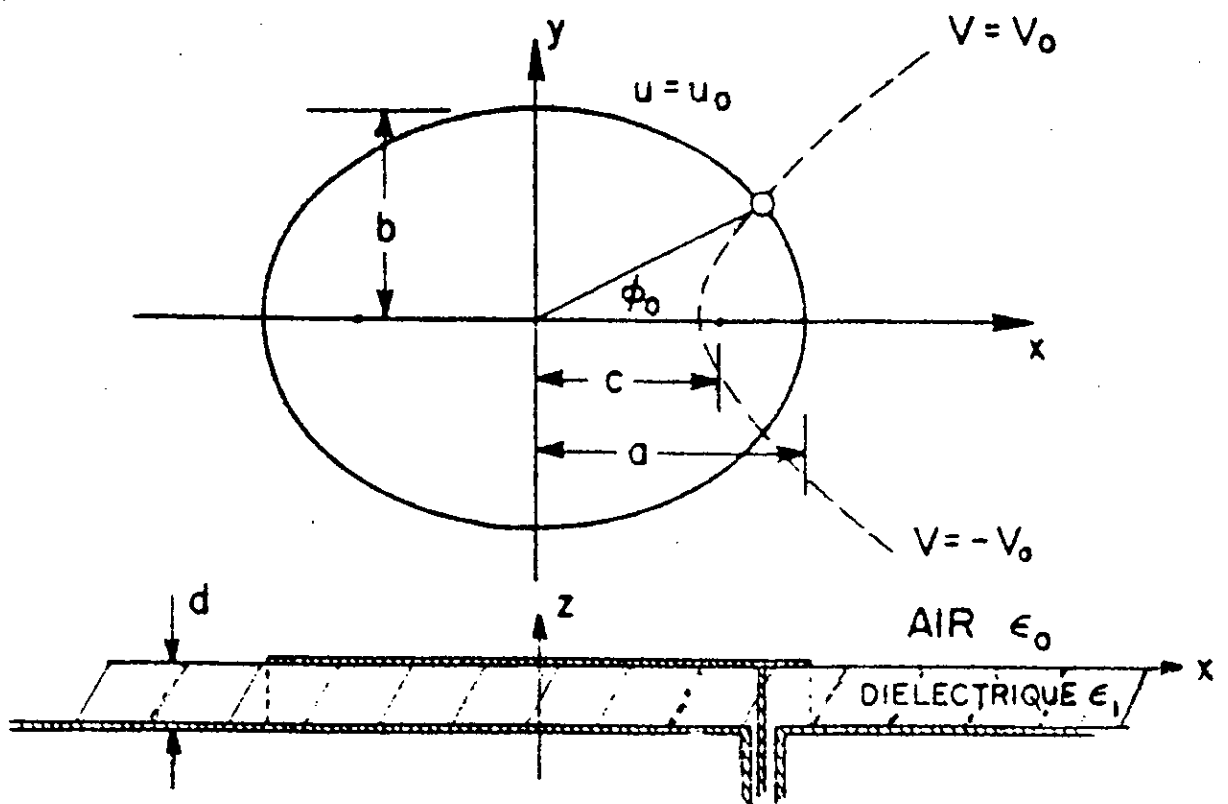


FIGURE 8 : Antenne plaque elliptique

3 - DEPOLARISATION D'ONDE ET DISPOSITIFS A P.C

3.1 - Propagation en milieu dépolarisant

Les ondes électromagnétiques suffisamment lointaines de leurs sources sont habituellement représentées par des ondes planes. Le champ électrique E et le champ magnétique H sont orthogonaux entre eux et sont contenus dans un plan orthogonal à la direction de propagation (figure 9).

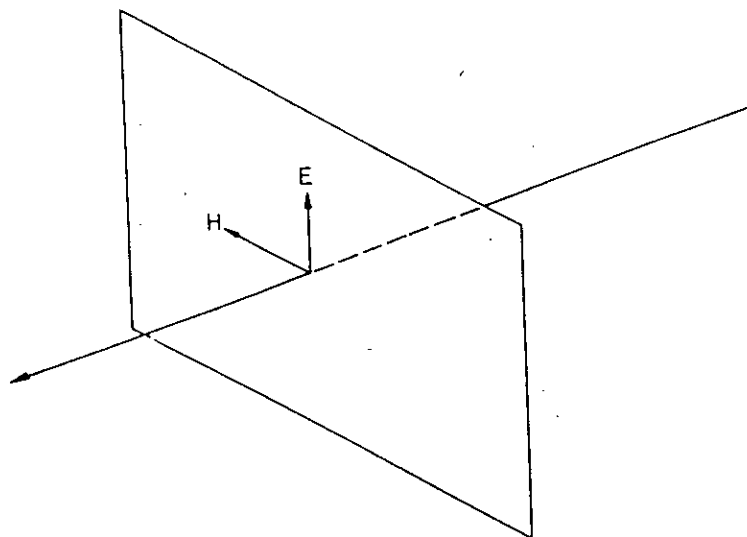


FIGURE 9 : Ondes planes

Dans la figure, le champ électrique E est représenté par un seul vecteur. En général, les ondes radio utilisées dans les communications sont transmises ou reçues avec une orientation préférentielle de la polarisation. Une onde purement polarisée ne doit pas avoir de composantes dans le sens orthogonal.

Dans la polarisation linéaire le vecteur champ électrique a une orientation fixe durant toute sa propagation dans l'espace libre. Dans la polarisation circulaire par contre, le vecteur électrique effectue une rotation autour de son axe de propagation. Cette rotation s'obtient en divisant un vecteur polarisé linéairement en deux vecteurs égaux et formant des angles de 45° par rapport au vecteur original; l'un de ces vecteurs sera ensuite avancé ou retardé de 45° par rapport à l'autre. Les polarisations linéaires et circulaires sont deux cas spéciaux de la polarisation elliptique.

Le cas général de la polarisation elliptique est illustré en figure 10 (6). Dans cette figure la polarisation elliptique a été décomposée en deux polarisations circulaires orthogonales mais de sens opposés: l'une de sens gauche E_L et l'autre de sens droit E_R .

La polarisation E_L est dite de type LHCP (Left Hand Circular Polarisation), l'autre est de type RHCP (Right Hand Circular Polarisation).

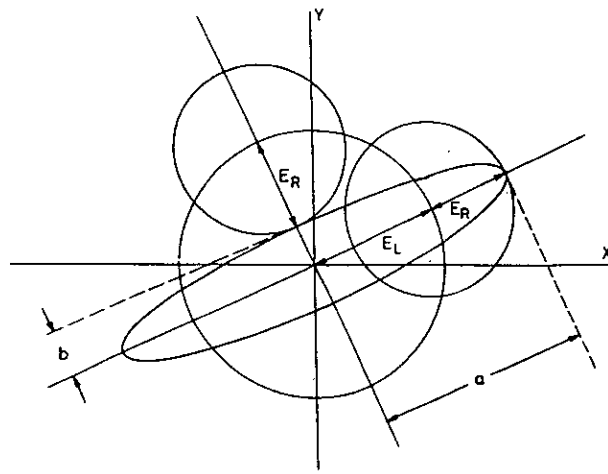


FIGURE 10 : Décomposition du cas général de polarisation elliptique en deux polarisations circulaires avec des sens de polarisation opposés

Une onde est donc de type RHCP si le sens de rotation du vecteur électrique correspond à la boucle naturelle des doigts de la main droite lorsque le pouce est pointé le long de la direction de propagation. Pour les ondes de type LHCP, la même définition est applicable, mais cette fois-ci en utilisant la main gauche au lieu de la main droite.

L'ellipticité r appelée souvent en parlant d'antennes, rapport axial est ainsi définie:

$$r = a/b \quad (a)$$

où $2a$ et $2b$ sont respectivement les axes majeur et mineur de l'ellipse de polarisation. On a :

$$r = \frac{E_L + E_R}{E_L - E_R} \quad (b)$$

en décibel, ce rapport est ainsi exprimé:

$$R = 20 \log |r| \quad \text{décibels} \quad (c)$$

Le rapport entre les amplitudes de tension dans les deux polarisations, ρ , lorsqu'on fait référence à l'amplitude dans la polarisation LHCP, est donné par:

$$\rho = E_L / E_R \quad (d)$$

Dans un système pratique, il n'existe pas de polarisation absolument pure. On trouve toujours une amplitude résiduelle dans le sens inverse de la polarisation. Une mesure de la pureté de la polarisation est le niveau de la polarisation croisée (cross polarisation), XPD, donnée par l'expression :

$$\text{XPD} = 20 \log |\rho| \quad \text{dB} \quad (e)$$

Dans la relation ci-dessus, si le XPD est de 40dB, ceci veut dire que l'amplitude de tension de la polarisation indésirable est 100 fois plus petite que celle de la polarisation désirée. Le XPD d'un signal peut être amélioré (rendre supérieure à 100) en réduisant, en particulier, les imperfections des antennes et les erreurs de pointage mutuel de ces antennes.

Deux expressions utiles reliant l'ellipticité r et le rapport de polarisation circulaire ρ sont données par:

$$\begin{aligned} r &= (\rho+1)/(\rho-1) \\ \text{et} & \\ \rho &= (r+1)/(r-1) \end{aligned} \quad (f)$$

L'angle entre l'axe majeur de l'ellipse de polarisation et l'axe X est appelé angle d'inclinaison (tilt angle).

Le choix entre la polarisation linéaire et la polarisation circulaire dépend d'un certain nombre de facteurs. Les altérations qui ont lieu au niveau de la polarisation linéaire sont généralement moins sévères que celles qui surviennent au niveau de la polarisation circulaire. Les alimentations des antennes polarisées linéairement sont également plus simples que celles relatives aux antennes polarisées circulairement et donc moins coûteuses. Cependant, si le milieu de propagation provoque une rotation significative du vecteur électrique E en transmission, un système polarisé circulairement est préférable. D'autre part, la symétrie axiale d'une antenne polarisée circulairement réduit les problèmes d'alignements inhérents aux systèmes polarisés linéairement. L'éventuelle décision concernant le choix d'un type de polarisation par rapport à l'autre sera, par conséquent, basée sur la sévérité des altérations de propagation applicables à la fréquence porteuse et à l'importance du coût de l'antenne et de l'alignement axial.

3.2 - PHÉNOMÈNES DE DÉPOLARISATION

a) propagation en milieu anisotrope

La figure 11 montre une représentation schématique de la dépolarisation des signaux radio par un milieu de propagation. Il s'agit de deux signaux polarisés purement, l'un linéaire vertical et l'autre RHCP, entrant dans un milieu de propagation et sortant de ce milieu en subissant la dépolarisation.

Le signal polarisé linéairement a maintenant des composantes, dans les deux sens linéaires, de même que le signal polarisé circulairement a des composantes dans les deux sens circulaires orthogonaux. Le XPD des deux signaux incidents a été réduit à cause de la dépolarisation.

Cette dépolarisation est due à l'anisotropie du milieu de propagation. Si le milieu (par exemple la pluie) est composé de particules symétriques (des gouttes parfaitement sphériques) aucun signal de dépolarisation ne peut avoir lieu.

Les gouttes de pluie, en prenant une forme asymétrique, tendent à être déviées de leurs axes vertical et horizontal de symétrie. Un signal polarisé linéairement issu d'un satellite n'est généralement pas aligné avec les axes de symétrie horizontal et vertical locaux. Cette déviation du vecteur électrique incident des axes de symétrie par les gouttes de pluie provoque la dépolarisation du signal.

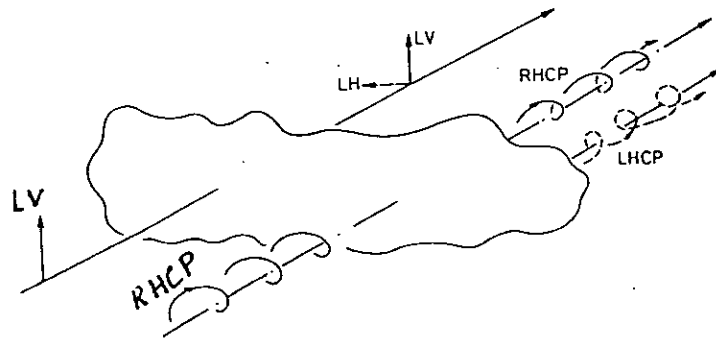


FIGURE 11 : Présentation schématique de la dépolarisation de signaux radio par un milieu de propagation.

Cette dépolarisation peut être causée par les effets d'atténuation différentielle et de phase différentielle entre les deux axes de symétrie de la goutte de pluie.

La dépolarisation d'un vecteur polarisé linéairement due aux effets de l'atténuation différentielle est illustrée en figure 12. Pour montrer comment les effets de la phase différentielle peuvent causer la dépolarisation, il suffit de prendre un vecteur polarisé linéairement, décomposé en deux composantes sinusoidales d'égale amplitude à 45° du vecteur orthogonal incident sur une goutte de pluie. Les deux vecteurs séparés à 45° sont parallèles aux axes majeur et mineur de la goutte de pluie elliptique, respectivement. Avant d'entrer dans la goutte, les deux vecteurs sont exactement en phase, mais en sortant de la goutte, un des deux vecteurs est déphasé en retard par rapport à l'autre. Comme pour les effets d'amplitude différentielle, les effets de phase différentielle entre les principaux axes de symétrie de la goutte causent une déviation du vecteur original de sa première orientation. Ceci est illustré en figure 13.

En (a), le vecteur électrique incident E_{in} est polarisé verticalement, sans composante dans le sens horizontal. E_{in} est divisé entre E_{\parallel} et E_{\perp} , respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe majeur de la goutte, en (b).

E_{\parallel} sera atténué beaucoup plus que E_{\perp} et le signal résultant E_{out} montrés en (c) est dévié de ϕ degrés de la verticale. E_{out} est à son tour reconstruit le long des axes de polarisation originale, en E_{co} (vecteur co-polarisé) et E_{cross} (vecteur à polarisation croisée) en (d). E_{co} et E_{cross} sont les deux vecteurs orthogonaux de sortie, montrés en (e). En suivant la dépolarisation due à l'atténuation différentielle, on a maintenant une composante de E dans le sens horizontal.

Le vecteur incident E_{in} est à 45° par rapport aux axes principaux de l'ensemble des gouttes de pluie ellipsoïdales et les vecteurs E_{\parallel} et E_{\perp} dérivant de la décomposition de E_{in} par rapport aux axes majeurs, sont exactement en phase. En sortant de l'ensemble des gouttes de pluie, les amplitudes maximum de E_{\parallel} et E_{\perp} restent inchangées mais les vecteurs ne sont pas en phase. La phase différentielle cause une déviation effective du vecteur électrique résultant E_{out} par rapport au vecteur incident E_{in} .

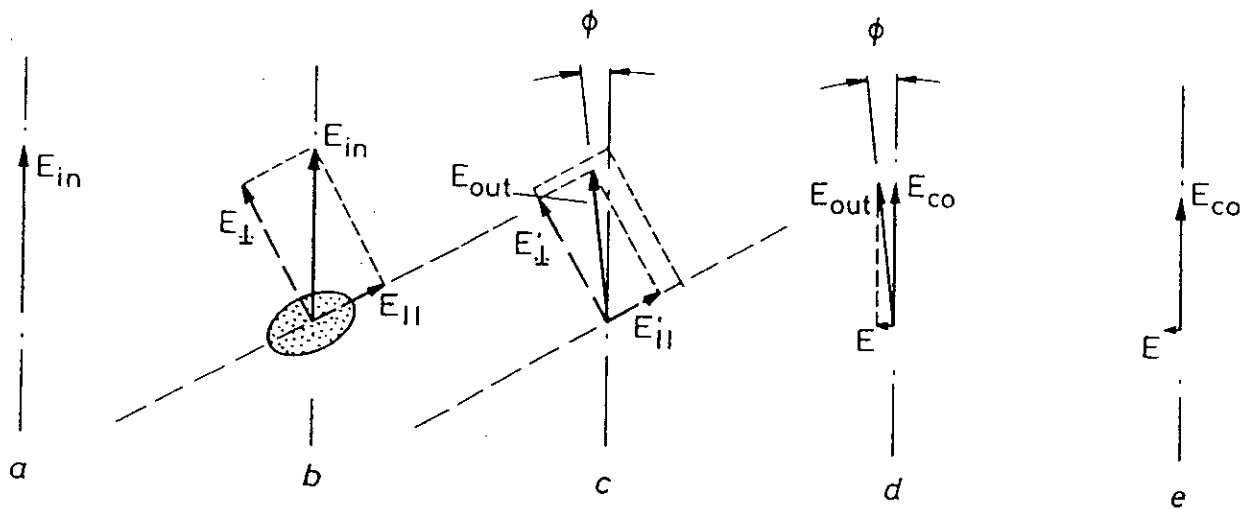


FIGURE 12 : Illustration de la dépolarisation due à l'atténuation entre les axes de symétrie majeur et mineur de la goutte de pluie 6.

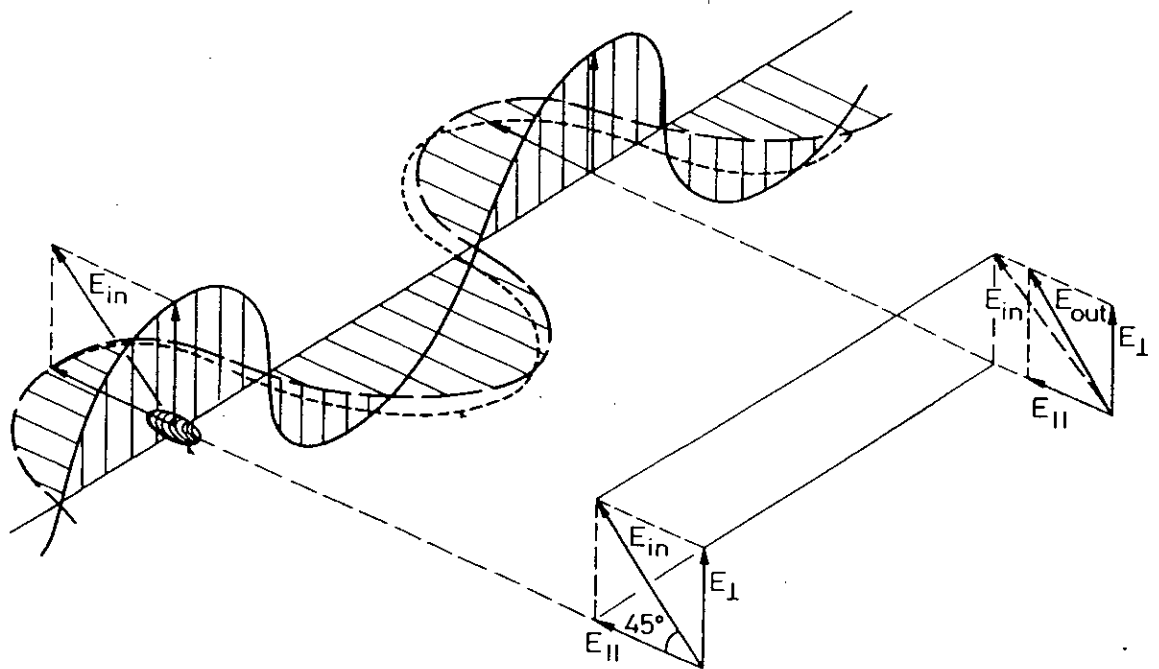


FIGURE 13 : Illustration des effets de la phase différentielle causant la dépolarisation 6.

Si Eout est décomposé dans les axes coordonnées de Ein, on aura un vecteur co-polarisé parallèle à Ein et un vecteur cross-polarisé perpendiculaire à Ein.

La somme vectorielle des deux vecteurs, un subordonné aux effets de l'atténuation différentielle et l'autre aux effets de la phase différentielle donne le vecteur électrique résultant sortant de la goutte de pluie. Une onde polarisée circulairement d'une manière parfaite, étant donné qu'elle est constituée de deux vecteurs orthogonaux d'égale amplitude, et déphasés de 90° entre eux, sera affectée de la même manière, par les effets de la phase et de l'amplitude différentielles, que si elle était polarisée linéairement. Les effets d'amplitude différentielle font en sorte que les deux vecteurs linéairement polarisés sortent de la goutte de pluie avec des amplitudes différentes; les effets de la phase différentielle induisent un déphasage des deux vecteurs.

Chacun des effets différentiels ou une combinaison des deux conduit à une onde polarisée elliptiquement, à partir d'une onde polarisée circulairement; l'onde elliptique, à son tour, peut être divisée en deux ondes polarisées circulairement, avec des sens orthogonaux.

Un vecteur linéaire, parfaitement polarisé, ne souffre d'aucune dépolarisation, s'il est exactement aligné sur un des principaux axes de symétrie de la goutte d'eau, étant donné qu'aucune composante orthogonale du vecteur n'existe, pour être décomposé avant d'entrer dans la goutte d'eau, et donc, à la sortie de la goutte, on n'observe aucun effet différentiel. Cependant, le signal souffrira d'atténuation et de déplacement de phase, mais sans qu'il n'y ait de rotation effective du vecteur depuis son orientation originale. Si l'orientation du vecteur incident à polarisation linéaire parfaite déplace, pendant la traversée de la goutte, ses axes de symétrie, alors l'amplitude des composantes orthogonales du vecteur incident augmente, et induit un accroissement des effets d'amplitude et de phase différentielles. Ceux-ci atteignent un maximum lorsque le signal incident se trouve sous un angle de 45° par rapport aux principaux axes de symétrie. Un signal polarisé circulairement souffrira plus de la dépolarisation qu'un signal polarisé linéairement, sauf à un angle à 45° par rapport aux principaux axes de symétrie de la goutte. La figure 14 illustre ceci schématiquement.

A : La goutte ici, est parfaitement sphérique et donc l'orientation du vecteur électrique est immatérielle.

B : En (i), le vecteur est aligné avec l'axe mineur. En considérant que la polarisation du vecteur linéaire soit parfaite, il n'existe pas de composante orthogonale. Sans cette composante, on n'observe pas d'effets différentiels. On obtiendrait le même résultat si le signal parfaitement polarisé était aligné avec l'axe majeur de symétrie.

En (ii), une petite composante orthogonale existe dans l'axe majeur car le vecteur parfaitement polarisé est dévié de son axe mineur d'une petite quantité.

En (iii), l'angle de déviation est de 45° , et les deux composantes le long des deux axes de l'ellipse ont une égale amplitude, créant des effets différentiels maximaux. Une onde polarisée circulairement a deux composantes orthogonales d'égale amplitude, comme dans le cas (iii) et donc la dépolarisation d'une onde polarisée linéairement, avec un angle de déviation de 45° , sera la même que pour une onde polarisée circulairement.

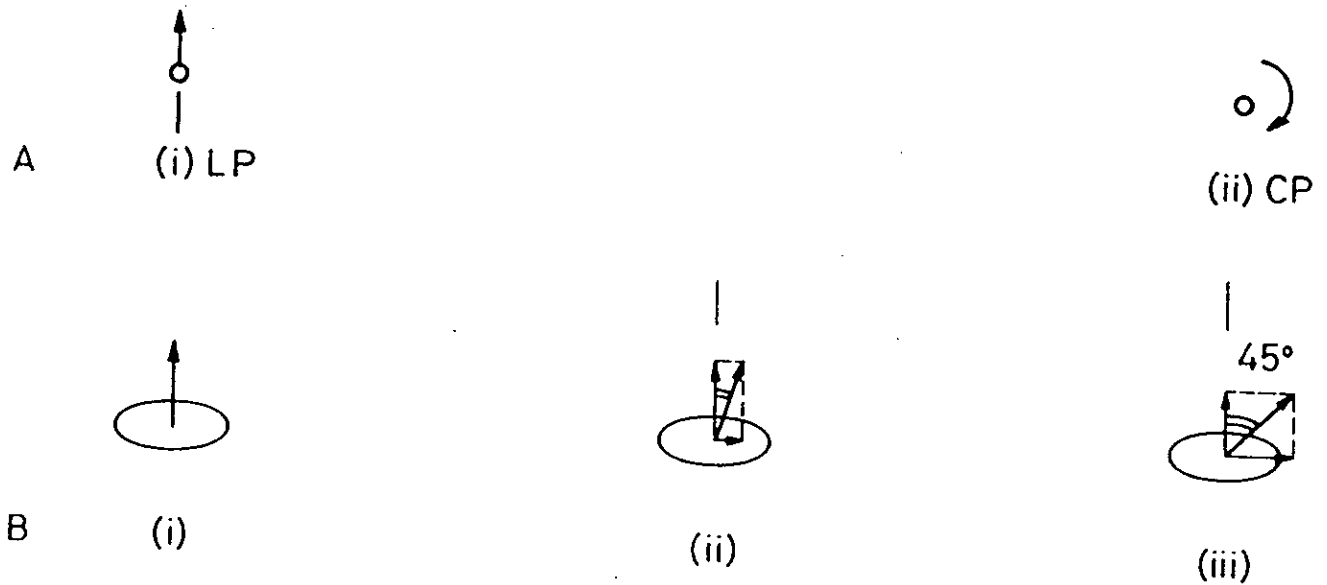


FIGURE 14 : Présentation schématique de l'effet d'orientation du vecteur électrique par rapport aux principaux axes de la goutte [6].

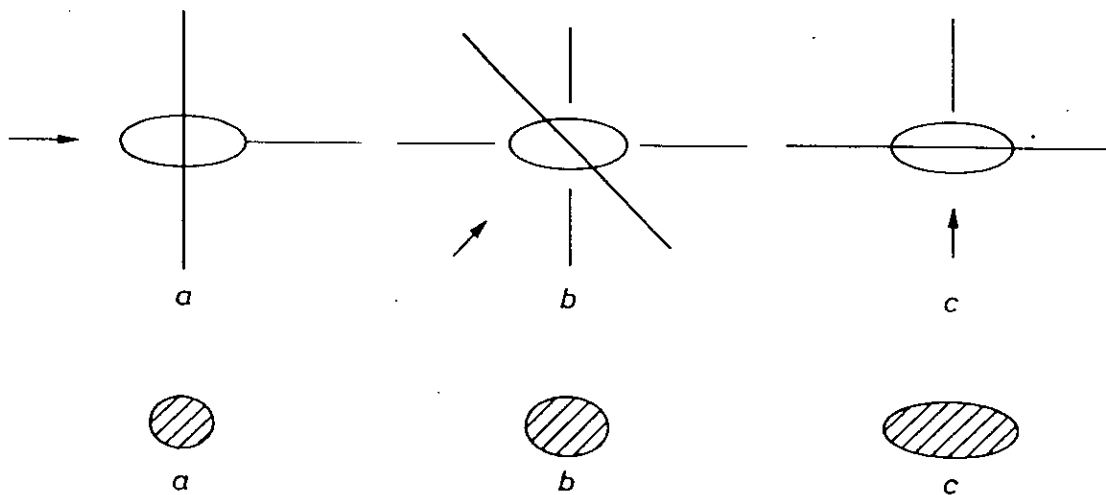


FIGURE 15 : Illustration des différentes formes asymétriques de la même goutte lorsqu'elle est vue de directions différentes [6].

L'entité d'une atténuation différentielle et d'une phase différentielle pour un signal passant à travers un ensemble de gouttes de pluie dépend d'un nombre de facteurs, dont la fréquence et la vitesse avec lesquelles la pluie tombe. Les effets maximum s'observent lorsque les gouttes de pluie présentent la plus grande surface de la section transversale en direction du signal, c'est-à-dire lorsque l'axe majeur de la goutte de pluie est perpendiculaire à la direction de propagation (figure 15). La direction de propagation est perpendiculaire à l'axe mineur de symétrie en (a) et à l'axe majeur de symétrie en (c). En (b), on a un cas intermédiaire.

Dans les projections des aires des sections transversales, l'ellipticité des aires augmente de (a) à (c), ce qui augmente les effets différentiels. Si les gouttes sont alignées avec l'axe majeur de symétrie à 90° de la direction de propagation, l'atténuation différentielle spécifique et le déplacement de phase différentielle avec la fréquence à 20°C , avec une distribution de LAWS et PARSONS de la dimension de la goutte sont données en figure 16 (a) et (b) respectivement.

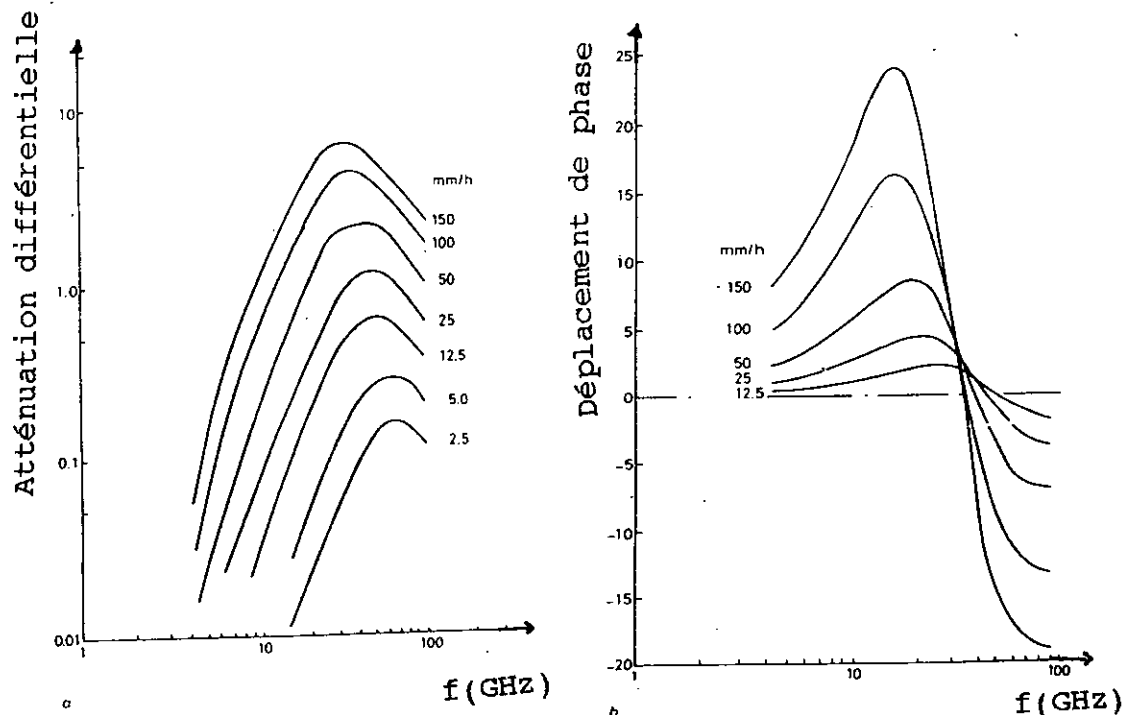


FIGURE 16 : Atténuation différentielle et déplacement de phase différentielle induits par la pluie pour les différentes vitesses de précipitation.

On peut noter que les effets de la phase différentielle prédominent à des fréquences inférieures à 10GHz et que l'atténuation différentielle prédomine à des fréquences supérieures à 20GHz. Entre 10 et 20GHz, il existe une région d'inversion. En général, les gouttes de pluie ne seront pas alignées avec leurs axes majeurs à exactement 90° de la direction de propagation, ni un des axes de symétrie des gouttes de pluie sera parallèle à l'orientation de la polarisation. Il y aura donc, en général, un non alignement des axes de symétrie de la goutte de pluie par rapport à l'horizontale locale et par rapport à l'orientation de la polarisation du signal radio; dans le premier cas, on a un angle de pente ou "canting"; dans le second cas, on aura un angle de déviation ou "tilt".

b) identification du problème de la dépolarisation

La signification de la dépolarisation induite par le milieu de propagation n'a été prise en compte que depuis quelques dizaines d'années. Pour des fréquences supérieures et incluant la gamme UHF, les pertes majeures du signal le long du parcours terre-espace, à l'exception de la rotation de FARADAY, n'étaient point liées au phénomène de dépolarisation. Même dans les systèmes micro-ondes terrestres dans les bandes inférieures à 10GHz, la dégradation majeure était le fading multi-parcours.

Lorsque les fréquences supérieures à 10GHz furent introduites dans les systèmes micro-ondes terrestres, la distance inter-répétiteurs fut réduite, à cause du niveau élevé de l'atténuation du signal. Ceci réduisait, en revanche, l'incidence des effets de multi-parcours et, lorsque ces systèmes devinrent doublement polarisés afin d'augmenter la capacité de communication, la dépolarisation par la pluie fut reconnue comme étant une dégradation sensible de la propagation. Les mesures concernant la dépolarisation par la pluie sur le parcours terrestre identifièrent rapidement que la théorie de la période n'était pas adéquate pour décrire tous les effets. La forme des gouttes de pluie fut également étudiée, et pour de grosses gouttes, le modèle PRUPPACHER et PITTER fut proposé et est actuellement bien accepté. Un certain nombre d'approches théoriques furent conçues pour décrire complètement le phénomène de la dépolarisation, en particulier une série de calculs remarquables réalisés par OGUCHI (Radio Science, 1981).

c) modélisation de la dépolarisation

Les modèles théoriques d'atténuation et de dépolarisation (6) sont fondés sur la formulation de MIE. L'asymétrie des grosses gouttes de pluie conduit à l'introduction du concept d'atténuation et de phase différentielles dans la prédiction théorique de la dépolarisation. Pour la polarisation linéaire, l'angle de déviation a été reconnu comme étant un paramètre significatif, et un modèle météorologique fut proposé pour tenir compte de cet effet. Des expériences successives relatives aux théories de MORRISON et OGUCHI ont conduit à une excellente compréhension du mécanisme de base de la dépolarisation. Seulement, pour appliquer de telles théories à des situations pratiques, beaucoup d'hypothèses doivent être faites, notamment concernant le parcours.

Ceci conduisit à un certain nombre de modèles semi-empiriques qui furent proposés et qui ont tous, à leur base, l'atténuation mesurée le long du parcours. Des méthodes empiriques basées sur l'atténuation furent immédiatement suspectées lorsqu'on découvrit l'effet des cristaux de glace, et deux types de modèles de dépolarisation furent alors développés l'un par la pluie et l'autre par la glace.

i) par la pluie

La forme générale des modèles semi-empiriques développés pour lier l'XPD à l'atténuation de parcours est:

$$\text{XPD} = a - b \log (A) \text{ décibels}$$

où a et b sont des constantes et A l'atténuation de parcours en décibels. Aux fréquences inférieures à 10GHz, l'atténuation de parcours est petite et l'on a une autre relation:

$$\text{XPD} = U - V \log (R) - 20 \log (L) \text{ décibels} \quad (g)$$

où
$$U = 90 - 20 \log (f) - 40 \log (\cos \theta) \quad (h)$$

avec
$$V = \begin{cases} 25 & \text{pour } 1 \leq f \leq 15 \text{ GHz} \\ 27 - 0,13 f & \text{pour } 15 \leq f \leq 35 \text{ GHz} \end{cases} \quad (i)$$

R = vitesse de la pluie, en mm/h
 f = fréquence en GHz
 L = parcours effectif en km
 θ = angle d'élévation en degré

Pour le paramètre L, il existe généralement une famille de courbes qui varient d'une région à l'autre.

ii) par la glace

Pour des fréquences inférieures à 30GHz, la théorie de RAYLEIGH sur la diffusion peut être appliquée pour calculer la dépolarisation induite par les cristaux de glace. Cependant, il existe deux problèmes fondamentaux qui se posent: il s'agit de trouver un paramètre de corrélation qui, généralement, est un paramètre météorologique, et en plus, il faut être en mesure d'isoler les paramètres tels que les formes des cristaux de glace, les dimensions des particules, le nombre de particules par m³, l'angle de déviation pour chaque cristal etc.....

iii) norme CCIR

Le modèle de prédiction de la dépolarisation préconisé par le CCIR est le résultat d'affinements successifs du modèle semi-empirique d'OSSLER et NOWLAND, en remplaçant la vitesse de précipitation de la pluie et la dépendance de la longueur du parcours par une dépendance de l'atténuation de parcours.

Le modèle est valable pour $8 \leq f \leq 35 \text{ GHz}$ et $\theta \leq 60^\circ$, θ étant l'angle d'élévation du parcours et consiste à suivre huit étapes pour arriver à calculer les contributions respectives dues aux différents facteurs.

étape 1 : calcul du terme dépendant de la fréquence

$$C_f = 30 \log f \text{ pour } 8 \leq f \leq 35 \text{ GHz}$$

étape 2 : calcul du terme dépendant de l'atténuation de la pluie

$$C_A = V \log (A_p)$$

$$\text{où } V = 20 \text{ pour } 8 \leq f \leq 15 \text{ GHz}$$

$$\text{et } V = 23 \text{ pour } 15 \leq f \leq 35 \text{ GHz}$$

tandis que A_p représente l'atténuation copolaire, c'est à dire l'atténuation de la pluie (dB) pendant le temps en pourcentage p pour le parcours en question.

étape 3 : calcul du facteur de polarisation

$$C_\tau = -10 \log (1 - 0,484(1 + \cos(\tau)))$$

$$C_\tau = 0 \text{ pour } \tau = 45^\circ$$

et a sa valeur maximum de 15dB pour $\tau = 0$ ou 90°

étape 4 : calcul du terme dépendant de l'angle d'élévation

$$C_\theta = -40 \log (\cos\theta) \quad \text{pour } \theta \leq 60^\circ$$

étape 5 : calcul du terme dépendant de l'angle d'inclinaison de la goutte de pluie

$$C_\sigma = 0,00526\sigma^2$$

σ est la déviation standard effective de la distribution de l'angle d'inclinaison de la goutte de pluie, exprimée en degré.

étape 6 : calcul du XPD de la pluie non dépassé pour $p\%$ du temps:

$$\text{XPD pluie} = C_f - C_A + C_\tau + C_\theta + C_\sigma \text{ décibels}$$

étape 7 : calcul du terme dépendant des cristaux de glace:

$$C \text{ glace} = \text{XPD pluie} \cdot (0,3 + 0,1 \log p) / 2 \text{ décibels}$$

étape 8 : calcul du XPD dépassé pour $p\%$ du temps et incluant les effets de la glace:

$$\text{XPD } p = \text{XPD pluie} - C \text{ glace} \text{ décibels}$$

D'autres approches pour le développement des modèles semi-empiriques utilisant des techniques plus rigoureuses que celles adoptées par le CCIR furent étudiées. Une de ces approches est le modèle SIM qui donne de bons résultats.

3.3 - DISPOSITIFS À POLARISATION CIRCULAIRE

a) en bi-excités

Dans les patches microruban, une onde polarisée circulairement peut être obtenue lorsque deux modes spatialement orthogonaux sont excités avec une égale amplitude et une différence de phase de 90° . De toute évidence, c'est la méthode la plus simple pour l'obtention d'une onde polarisée circulairement. L'approche la plus directe consiste en l'utilisation de deux alimentations séparées et spatialement orthogonales, avec une différence de phase relative de 90° . Pour cela, un hybride à 90° peut être utilisé.

Un hybride à 3dB produit des champs d'égale amplitude mais déphasés de 90° . Par conséquent, en reliant les sorties d'un tel hybride aux bords du patch, l'antenne se comporte comme un radiateur à polarisation circulaire. Il est à noter, cependant, que chaque hybride donne à sa sortie des polarisations circulaires de sens opposés.

L'autre catégorie d'antenne utilisant deux sources d'alimentation a trait aux antennes dans lesquelles les lignes d'alimentation sont reliées aux bords du patch. Ces lignes d'alimentation sont telles que l'une est plus longue que l'autre de $\lambda/4$. Un des sérieux inconvénients de ce type d'antenne est l'étroitesse de la largeur de bande, étant donné que la dépendance en fréquence d'une ligne d'alimentation externe reste plus grande que celle de l'hybride normal.

Ce moyen d'obtention de la polarisation circulaire à l'aide de deux sources d'alimentation présente l'inconvénient d'accroître la complexité des circuits, le coût ainsi que les pertes radiofréquence. Afin d'éviter la limitation et les complexités inhérentes aux circuits à double alimentation, plusieurs méthodes ont été proposées dans la littérature pour la polarisation circulaire (7). Une des approches les plus simples consiste à exciter deux modes orthogonaux dégénérés d'égale amplitude par un seul point d'alimentation placé dans une position appropriée.

b) en mono-excités

i) suivant la géométrie

Le moyen le plus simple pour l'obtention de la polarisation circulaire, dans ce cas, est d'introduire une asymétrie appropriée dans la structure de l'antenne. En effet, ce faisant, les deux modes dégénérés voient leurs fréquences se différencier faiblement entre elles, avec en plus un déphasage de 90° entre les deux amplitudes.

Cette technique a été appliquée pour un patch rectangulaire alimenté par un coin [CARVER et COFFEY, 1979], un patch carré avec une fente au centre à 45° [KERR, 1978] et des patches de forme pentagonale [WEINSCHTEL, 1975].

Nous verrons plus tard comment ce principe d'introduction d'une asymétrie dans la structure de l'antenne permet d'obtenir une radiation polarisée circulairement, dans une antenne patch de forme circulaire. La séparation des deux modes orthogonaux dégénérés sera rendue possible en ajoutant une anse à l'une des périphéries de l'antenne.

ii) le cas rectangulaire

En général, les antennes microruban sont divisées en deux types par la forme de l'élément rayonnant: de type rectangulaire et de type circulaire. Cependant, étant donné que l'antenne patch de type rectangulaire est considérée comme étant un circuit fondamental pour les radiations polarisées circulairement, on étudiera, en premier lieu, les techniques de conception de ce type d'antenne. Les configurations fondamentales de l'antenne de ce type ainsi que son système de coordonnées sont indiqués en figure 17 [8].

Dans le type A, le point d'alimentation F est placé sur l'axe X ou sur l'axe Y, tandis que dans le type B, le point F est placé sur l'axe diagonal. Dans les deux cas, le segment de perturbation ΔS est placé dans une position appropriée dans l'élément patch pour exciter la radiation polarisée circulairement.

Des polarisations circulaires de type RHCP ou LHCP peuvent être obtenues, en plaçant des points d'alimentation en des positions appropriées comme F ($\pm \rho_0, 0$) et F ($0, \pm \rho_0$) comme cela est montré en figure 18.

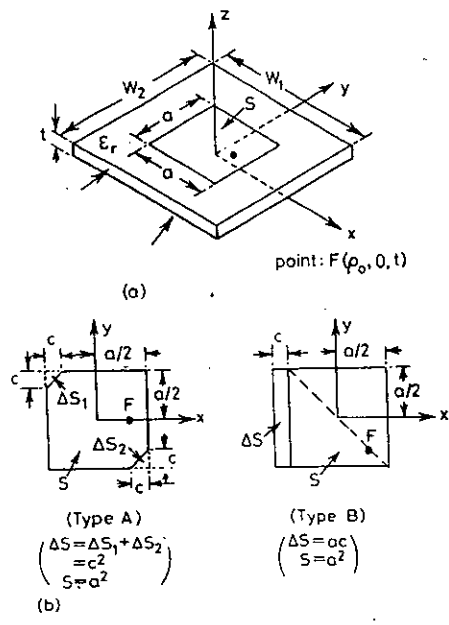


FIGURE 17 : Configurations fondamentales de patches rectangulaires monoexcités polarisés circulairement

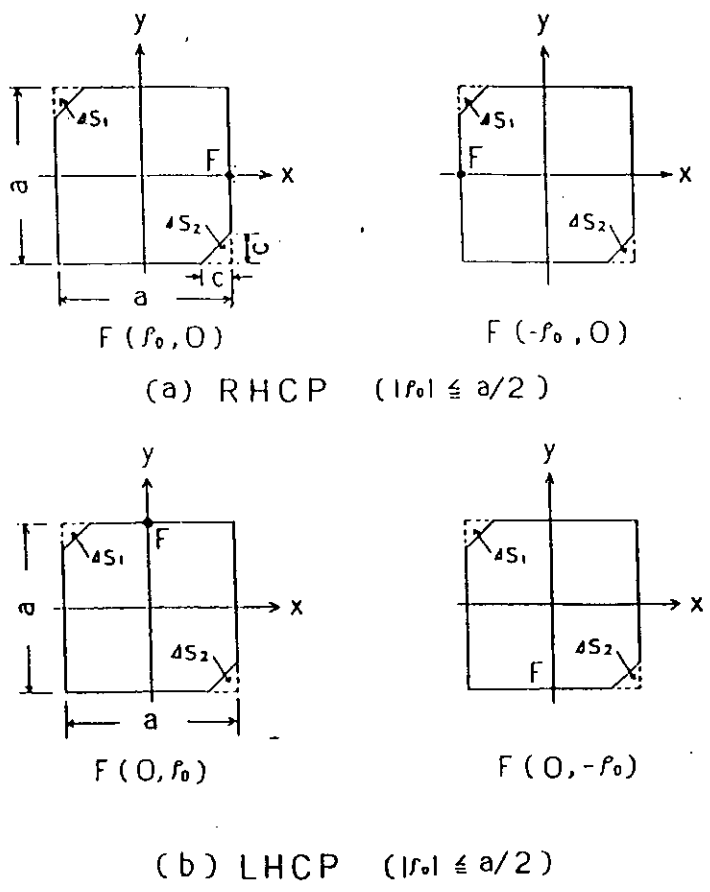


FIGURE 18 : Localisation de l'alimentation pour la polarisation circulaire 8

iii) EFFET DU SEGMENT DE PERTURBATION

On décrit en premier lieu l'effet du segment de perturbation ΔS pour l'antenne de type A car ce type de radiateur est un circuit de base pour les radiations polarisées circulairement.

Les fonctions propres ϕ_a et ϕ_b qui sont excitées dans une région de cavité électriquement mince du patch carré sont généralement données mathématiquement par les équations suivantes, lorsqu'un mur magnétique parfait est pris comme condition aux limites à la périphérie de l'antenne ($x = \pm a/2$, $y = \pm b/2$).

$$\begin{aligned}\phi_a &= V_0 \sin Kx \\ \phi_b &= V_0 \sin Ky\end{aligned}\quad (1)$$

où : $V_0 = \sqrt{2}/a$ et $K = \pi/a$

La fonction propre ϕ_a intervient avec la distribution de champ du mode TM₁₀₀ et ϕ_b avec celle du mode TM₀₁₀. En plaçant le segment de perturbation ΔS dans une position appropriée de l'antenne, comme cela est indiqué en figure 18 deux modes polarisés orthogonalement sont excités dans une région de cavité de l'antenne.

Les nouvelles fonctions propres ϕ' et les nouvelles valeurs propres k' , après la perturbation de segment, sont déterminées par les équations suivantes :

$$\phi' = P \phi_a + Q \phi_b \quad (2)$$

où P et Q sont des coefficients de développement inconnus des nouvelles fonctions propres.

Les nouvelles valeurs propres k' de l'antenne peuvent être déduites en employant la matrice suivante, étant donné que l'équation (2) a la forme d'une expression variationnelle :

$$\text{Det} \begin{vmatrix} K^2 + q_1 - K'^2 (1 + p_1) & q_{12} - K'^2 p_{12} \\ q_{12} - K'^2 p_{12} & K^2 + q_2 - K'^2 (1 + p_2) \end{vmatrix} = 0 \quad (3)$$

Dans le cas de l'antenne de type A, les paramètres dans l'équation (3), tels que p_1 , p_2 , q_1 , q_2 , p_{12} et q_{12} sont exprimés par les équations suivantes : [41]

$$\begin{aligned}q_1 &= q_2 = q_{12} = 0 \\ p_1 &= p_2 = 2 (\Delta S/s) \\ p_{12} &= -2 (\Delta S/s)\end{aligned}\quad (4)$$

En remplaçant l'équation (4) dans l'équation (3), les nouvelles valeurs propres K'_a et K'_b pour le type A sont ainsi données

$$k_a'^2 = k^2 (1 - 4\Delta s/s)$$

$$K_b'^2 = K^2 \quad (5)$$

où K'_a et K'_b correspondent aux valeurs propres des nouvelles fonctions propres orthogonales ϕ'_a et ϕ'_b respectivement.

En utilisant l'équation (5), on obtient de nouvelles valeurs de fréquences de résonance pour les modes ϕ'_a et ϕ'_b :

$$f_a = f_{or} + \Delta f_a' = f_{or} (1 - 2\Delta s/s)$$

$$f_b = f_{or} + \Delta f_b' = f_{or}$$

où f_{or} est la fréquence de résonance pour un patch carré avant la perturbation et $\Delta f_a'$ et $\Delta f_b'$ sont les déplacements des fréquences de résonance pour les modes ϕ'_a et ϕ'_b après la perturbation.

En normalisant les nouvelles fonctions propres des modes ϕ'_a et ϕ'_b , les coefficients P et Q deviennent : [41]

Pour le mode ϕ'_a :

$$P_a = (1/\sqrt{2}) (1 - 2\Delta s/s) = (1/\sqrt{2})$$

$$Q_a = (-1/\sqrt{2}) (1 - 2\Delta s/s) = (-1/\sqrt{2})$$

Pour le mode ϕ'_b :

$$P_b = Q_b = (1/\sqrt{2})$$

Enfin, en utilisant les équations (1) et (2) et les coefficients, les nouvelles fonctions propres ϕ'_a et ϕ'_b sont données sous cette forme.

$$\phi'_a = (\phi_a - \phi_b) / \sqrt{2} = V_0 (\sin Kx - \sin Ky) / \sqrt{2}$$

$$\phi'_b = (\phi_a + \phi_b) / \sqrt{2} = V_0 (\sin Kx + \sin Ky) / \sqrt{2} \quad (6)$$

Les valeurs propres utilisées dans l'équation (6) sont prises telles que $K'_a = K'_b = K$, en première approximation. Les rapports de transformation N'_a et N'_b qui correspondent aux rapports de distribution de l'énergie pour les deux modes ϕ'_a et ϕ'_b après la perturbation, sont définis de la manière suivante :

$$N'_a = (\sqrt{s} / a) (\sin Kx - \sin Ky)$$

$$N'_b = (\sqrt{s} / a) (\sin Kx + \sin Ky) \quad (7)$$

Dans le cas de l'antenne type B montrée en figure 19, les fonctions propres et les autres paramètres peuvent également être déduits par des calculs similaires à ceux employés pour le type A.

Les équations obtenues sont les suivantes :

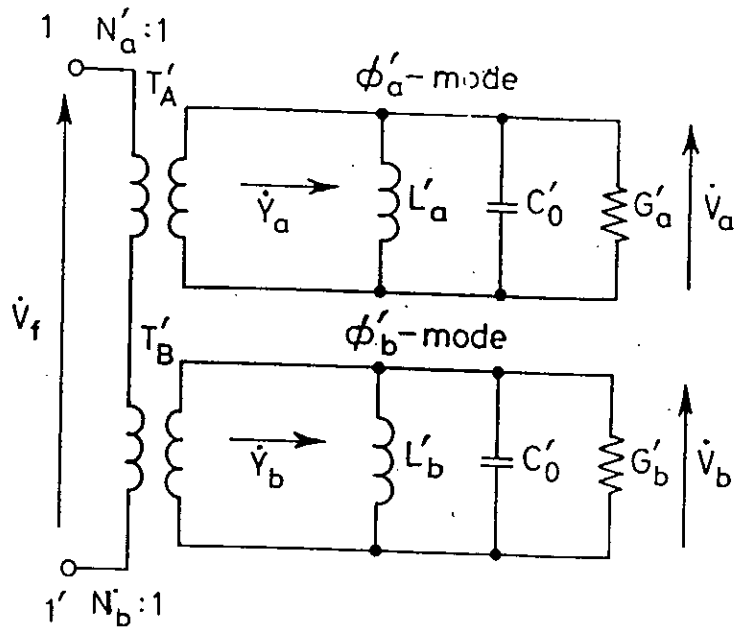
$$\begin{aligned}
 p_1 &= p_2 = (3 / 2) (\Delta s / s) \\
 p_{12} &= -(1 / 2) (\Delta s / s) \\
 q_1 &= q_2 = (1 / 2) (\Delta s / s) K^2 \\
 q_{12} &= (1 / 2) (\Delta s / s) K^2 \\
 K'^2_{a=} &= K^2 (1 + 2 \Delta s / s) \\
 K'^2_{b=} &= K^2 \\
 f'_a &= f'_{or} + \Delta f'_a = f'_{or} (1 - \Delta s / s) \\
 f'_b &= f'_{or} + \Delta f'_b = f'_{or} \\
 \phi'_a &= (/ 2 / a) (1 - \Delta s / s) \sin Kx \\
 \phi'_{b=} &= (/ 2 / a) (1 - \Delta s / s) \sin Ky \\
 N'_{a=} &= / s \phi'_a = / 2 \sin Kx \\
 N'_{b=} &= / s \phi'_{b=} = / 2 \sin Ky \\
 \text{où } K &= \pi / a \text{ et } V_{00} = 1 / a
 \end{aligned} \tag{8}$$

En utilisant les équations (1) et (7), nous pouvons dériver le circuit équivalent pour l'antenne de type A. Le circuit équivalent de l'antenne de type B après la perturbation peut être déduit également en utilisant les relations données par les équations (8). Le circuit pour les deux types d'antenne est indiqué en figure 19. Dans ce circuit, T'_a et T'_b représentent des transformateurs idéaux ayant des rapports de transformation N'_a et N'_b tandis que \dot{V}_f est la tension d'entrée appliquée au terminal 1-1'.

iii) CONDITIONS REQUISES POUR UN RAYONNEMENT POLARISE CIRCULAIREMENT

Dans ce paragraphe, les conditions pour exciter une radiation polarisée circulairement sont déterminées en utilisant le circuit équivalent précédent. Les conductances équivalentes G'_a et G'_b dans le circuit sont exprimées en tant que somme des pertes de rayonnement diélectriques et ohmiques. Cependant, dans les patches normaux ayant des rendements de rayonnement au-delà de 90%, les pertes de rayonnement sont dominantes par rapport aux autres types de pertes.

En conséquence, les conductances équivalentes G'_a et G'_b sont principalement causées par les champs rayonnés résultants de l'antenne patch ; en d'autres termes, les tensions induites \dot{V}_a et \dot{V}_b générées sur G'_a et G'_b peuvent être considérées comme corre-



(Type - A)	(Type - B)
$N'_a = K(\sin kx - \sin ky)$ $N'_b = K(\sin kx + \sin ky)$ $K = \sqrt{s/a}$ $\begin{cases} f'_0 = f_{or}(1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta s}{s}) \\ \frac{\Delta f'_0}{f_{or}} = -2 \cdot \frac{\Delta s}{s} \end{cases}$	$N'_a = K(\sin kx)$ $N'_b = K(\sin ky)$ $K = \sqrt{2}$ $\begin{cases} f'_0 = f_{or}(1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta s}{s}) \\ \frac{\Delta f'_0}{f_{or}} = -\frac{\Delta s}{s} \end{cases}$
$\begin{cases} \frac{\Delta f'_b}{f_{or}} = 0 \\ f_0 = f_{or} + \Delta f'_a \\ f = f_{or} + \Delta f'_b \\ \omega_a = 2\pi f_a \end{cases}$ $f_{or} = \frac{c_0}{2a\sqrt{\epsilon_r}}$ $(\omega_{or} \approx \omega_a = \omega_b)$ c_0	$\begin{cases} L'_a = 1/(\omega_a^2 C'_0) \\ L'_b = 1/(\omega_b^2 C'_0) \\ G'_a = \omega_a C'_0 / Q_{oa} \\ G'_b = \omega_b C'_0 / Q_{ob} \\ C'_0 = \epsilon s / t \\ \omega_b = 2\pi f_b \end{cases}$ $\begin{cases} Y'_a = G'_a + j(\omega C'_0 - 1/(\omega L'_a)) \\ Y'_b = G'_b + j(\omega C'_0 - 1/(\omega L'_b)) \end{cases}$

FIG 19 : Circuit équivalent des antennes patchs rectangulaires polarisées circulairement

spondantes aux champs rayonnés causés par les modes orthogonaux ϕ'_a et ϕ'_b

En appliquant l'analyse de réseau au circuit équivalent, le rapport d'amplitude complexe \dot{V}_a / \dot{V}_b dans les deux modes orthogonaux est donné par :

$$\begin{aligned} (\dot{V}_b / \dot{V}_a) &= (N'_b / N'_a) * (\dot{Y}_a / \dot{Y}_b) \\ &= \frac{N'_b}{N'_a} \frac{\{ (f_a / Q_0) + j(f - (f_a^2 / f)) \}}{\{ (f_b / Q_0) + j(f - (f_b^2 / f)) \}} \quad (9) \end{aligned}$$

Où \dot{Y}_a et \dot{Y}_b sont les admittances d'entrées pour les modes ϕ'_a et ϕ'_b polarisés orthogonalement, respectivement. En outre les facteurs Q sont exprimés ainsi : $Q_{oa} = Q_{ob} = Q_o$, en première approximation ; Q_{oa} et Q_{ob} étant les facteurs sans charge des modes ϕ'_a et ϕ'_b .

De l'équation (9), on peut dire que le rayonnement d'ondes polarisées circulairement par ces radiateurs peut être obtenu si la conditions $(\dot{V}_b / \dot{V}_a) = \pm j$ est satisfaite. Ces antennes se comportent comme un radiateur polarisé circulairement en posant $|\dot{V}_b / \dot{V}_a| = 1$ et $\arg(\dot{V}_b / \dot{V}_a) = \pm 90^\circ$ respectivement.

En appliquant les conditions ci-dessus à l'équation (9), les rapports de transformation doivent satisfaire l'équation.

$$|N'_b / N'_a| = 1$$

En outre, lorsque cette contrainte est appliquée à l'antenne de type A, il est nécessaire de placer le point d'alimentation F sur l'axe X pour $N'_b / N'_a = 1$. Au contraire, le point F sera placé sur l'axe y pour l'autre restriction :

$$(N'_b / N'_a) = -1$$

En plaçant le point à chaque emplacement, l'expression du rapport d'amplitude complexe est donné par :

$$(\dot{V}_b / \dot{V}_a) = \pm \frac{\{ (f_a / Q_0) + j(f - f_a^2 / f) \}}{\{ (f_b / Q_0) + j(f - f_b^2 / f) \}}$$

En appliquant les conditions :

$$|\dot{V}_b / \dot{V}_a| = 1 \text{ et } \arg(\dot{V}_b / \dot{V}_a) = \pm 90^\circ$$

relatives à la polarisation circulaire à l'équation ci-dessus, une relation importante entre Q_o et $(\Delta S/S)$ est obtenue de la manière suivante :

$$\frac{(Q_0^2 - 1) Q_0^2}{2 Q_0^2 - 1} (M^2 + N^2) = MN \left[1 + \frac{(2Q_0^2 - 1) MN}{M^2 + N^2} \right] \quad (10)$$

où $M = (1+m \Delta S/S)$, $N = (1+n \Delta S/S)$ et m et n sont les constantes dans $f_a = f_{or} (1+m \Delta S/S)$ et $f_b = f_{or} (1+n \Delta S/S)$

Dans le cas du radiateur type A, les constantes m et n sont telles que $m = -2$ et $n = 0$. En remplaçant ces valeurs dans l'équation (10), on obtient.

$$|\Delta S / S|_{Q_0} = 1/2 \quad (11)$$

Cette expression a une forme simple mais elle est très utile pour la conception de l'antenne de type A.

En utilisant des techniques similaires, on aboutit, pour l'antenne de type B, à la relation.

$$|\Delta S / S|_{Q_0} = 1$$

Ces relations sont illustrées en figure 20b.

iiii) CONCEPTION DES A.P.M-P.C

Dans la conception d'antennes polarisées circulairement, il est nécessaire d'estimer la valeur de Q (Q_0) en tant que fonction de l'épaisseur t du substrat d'une antenne. Les valeurs théoriques de Q_0 ont été calculées pour un échantillon typique ($a=9.14$ mm, $t=0,6$ mm, $\epsilon_r = 2,55$) en employant, une technique communément utilisée [2,3].

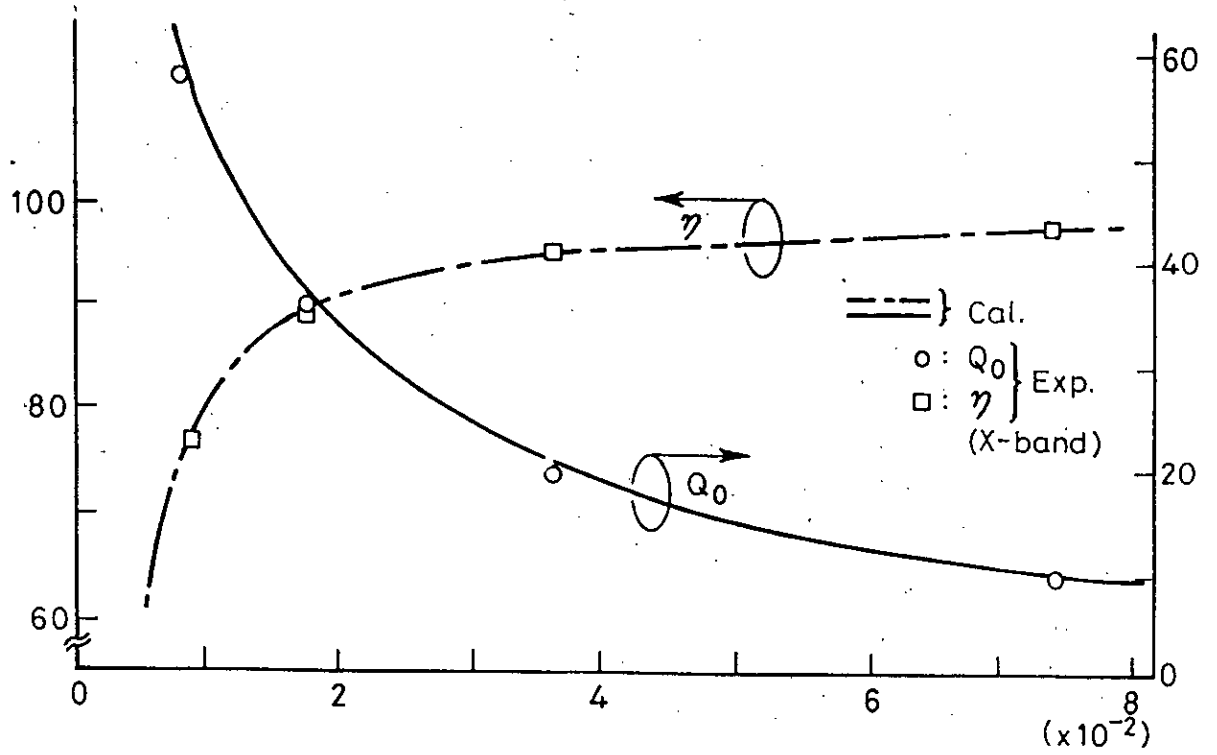
On constate que les valeurs théoriques s'accordent bien avec les valeurs expérimentales, comme cela est indiqué en figure 20a. Après avoir déterminé la valeur de Q_0 , la conception d'une antenne se fait selon les procédures suivantes :

i) En utilisant les relations montrées en figure 21-a $Q(Q_0)$ du patch carré est choisi de manière à assurer un rendement de rayonnement η supérieur à 90%.

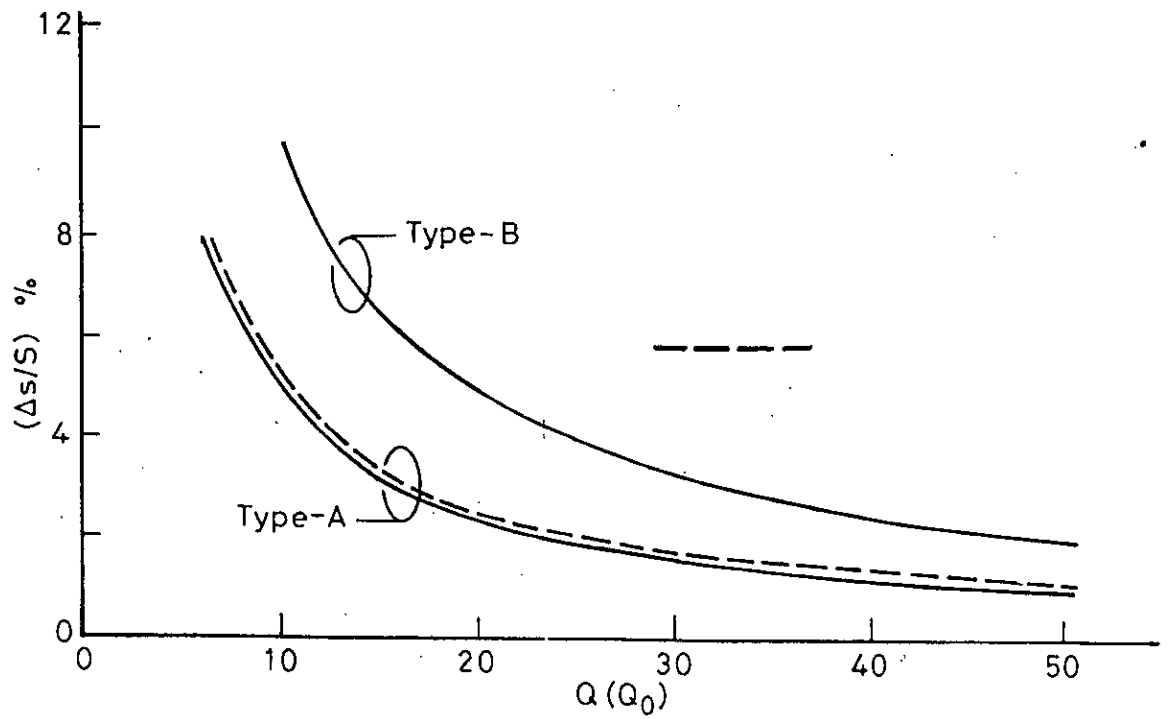
ii) L'entité de la perturbation ($\Delta S/S$) est déterminée en utilisant la relation qui existe entre Q_0 et ($\Delta S/S$), comme cela est indiqué en figure 20b.

iii) Enfin, l'impédance d'entrée de l'antenne est adaptée à celle du réseau d'alimentation, en utilisant par exemple un transformateur $\lambda / 4$.

Il est à remarquer que les approches décrites ci-dessus ne tiennent pas compte de l'effet des champs de bord.

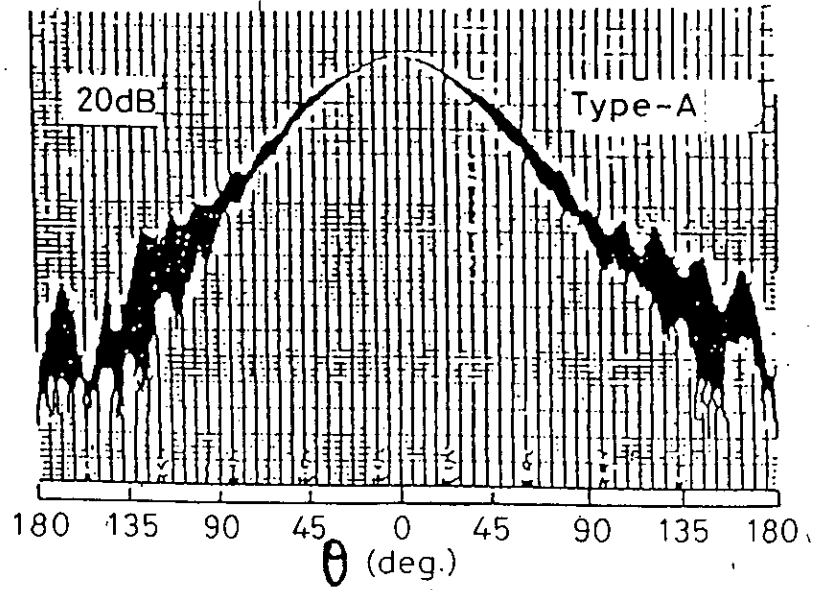


(a)

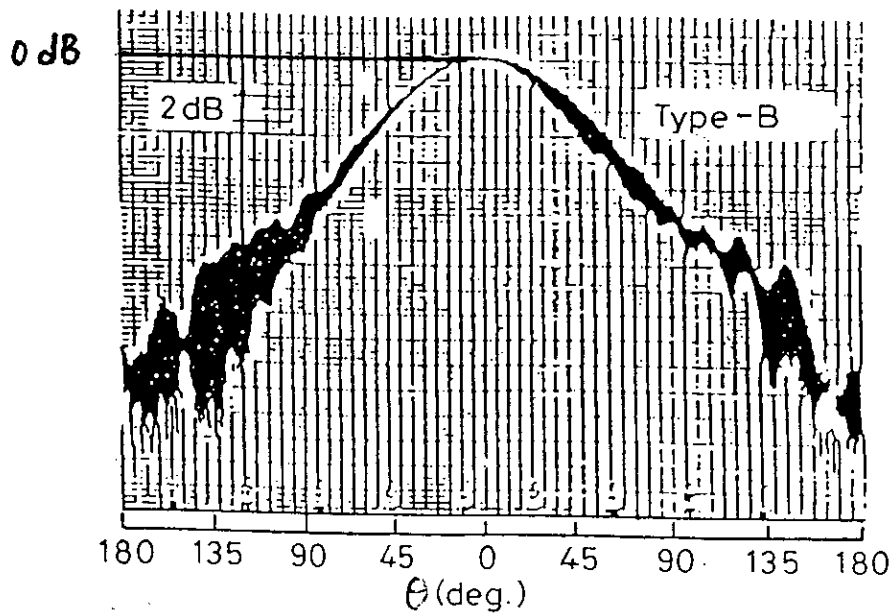


(b)

FIG 20 : Conception fondamentale des antennes patches polarisées circulairement



(a)



(b)

FIG 21 : Diagrammes de rayonnement typiques de patchs rectangulaires polarisés circulairement à alimentation unique (ref. 2)

iiiiii) CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT DES ANTENNES POLARISEES CIRCULAIREMENT

Afin de vérifier la validité des procédures de conception vues précédemment, des échantillons typiques d'antennes polarisées circulairement furent fabriqués et testés dans la bande X. Ces antennes furent alimentées par câble coaxial pour éviter l'influence des radiations indésirables provenant des circuits d'alimentation.

Les diagrammes de rayonnement mesurés par un dipôle tournant sont montrés en figure 21. L'ellipticité de l'antenne est inférieure à 0,5 dB dans la direction de portée optique. La figure 22 montre les caractéristiques d'impédance mesurées de l'antenne. A partir de ces résultats, on trouve que la boucle 1 dépend du degré de séparation de mode. La boucle 1 devient plus grande en superficie avec une augmentation de la séparation de mode et converge en un point lorsque cette séparation de mode est réduite.

c) L'A.P.M-P.C CIRCULAIRE

On donne, dans ce paragraphe, une brève description d'une technique de conception d'une antenne circulaire. La géométrie ainsi que le système d'alimentation sont indiqués en figure 23.

Dans ce type d'antenne, le segment de perturbation ΔS est également placé dans une position spécifique. Le mode dégénéré est lui aussi séparé du mode dominant (TM_{110}) en deux modes orthogonaux par l'effet du segment de perturbation. Le circuit équivalent, après la perturbation, est utile pour l'analyse du circuit du radiateur. Le circuit équivalent de l'antenne peut être obtenu facilement en employant les mêmes procédures vues précédemment. Ce circuit équivalent est montré en figure 24 [8].

La condition de rayonnement pour le patch circulaire peut être déterminée en utilisant le circuit équivalent ci-dessous.

En appliquant les procédures de conception employées pour les patches rectangulaires, cette condition devient :

$$Q_0 \left| \Delta S / S \right| = 1 / \chi_{11}$$

où $(\Delta S/S)$, Q_0 et χ_{11} correspondent respectivement à la perturbation, le Q_0 sans charge et la valeur propre du mode dominant TM_{110} .

En utilisant l'équation ci-dessus, la condition requise est indiquée en figure 20-b par la ligne discontinue.

Cette figure aide à obtenir d'importants paramètres de conception tels que le niveau de la perturbation exigé pour la condition de rayonnement. Il est important de remarquer que le Q_0 du patch circulaire devient équivalent à celui du patch rectangulaire si les deux patches sont conçus de manière à avoir la même fréquence de résonance.

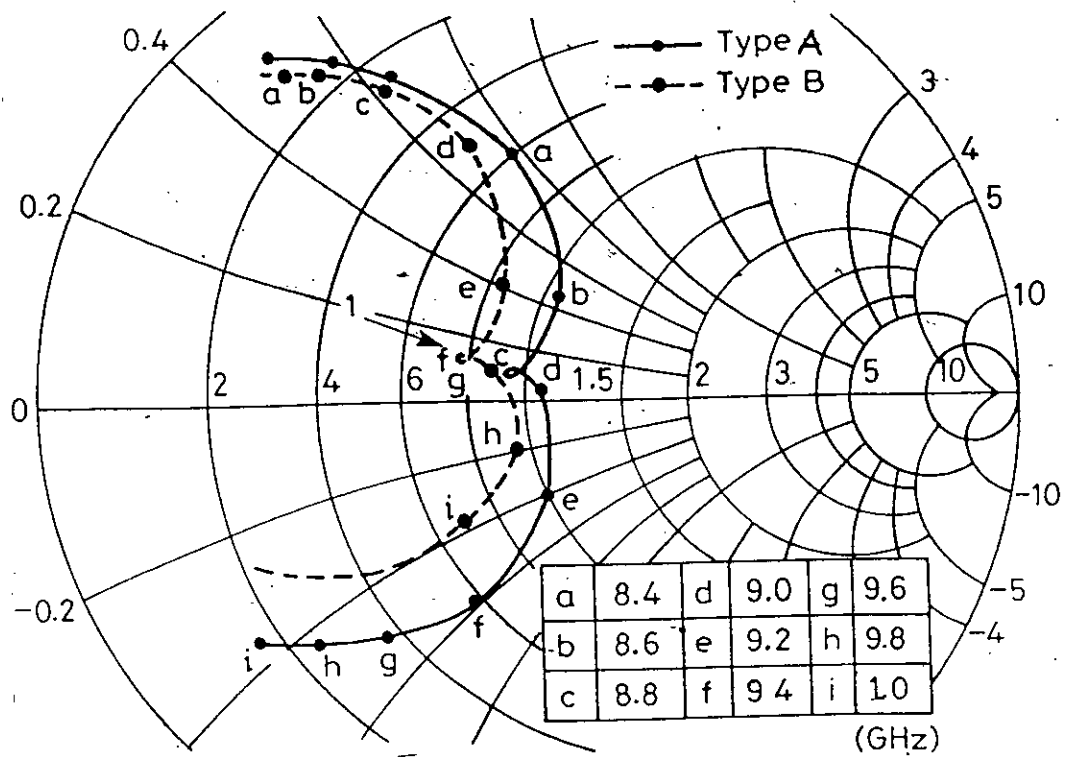
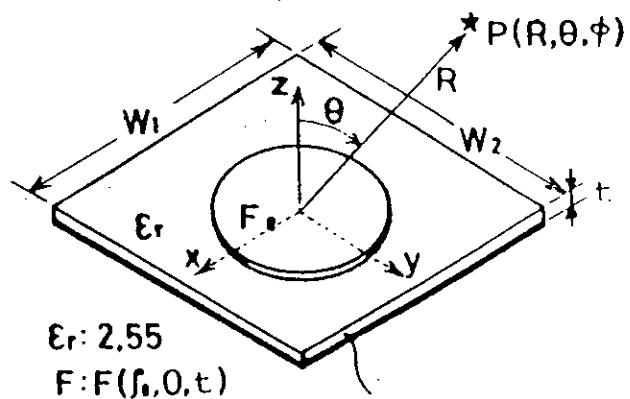
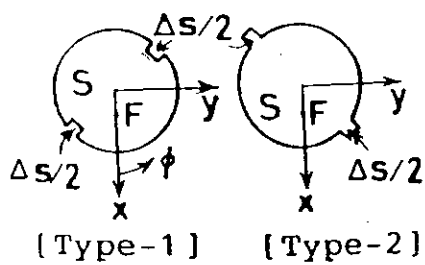


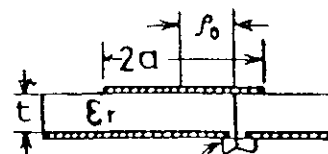
FIG 22 : Caractéristiques d'impédance mesurées typiques pour patches rectangulaires polarisés circulairement par une alimentation simple



(a)

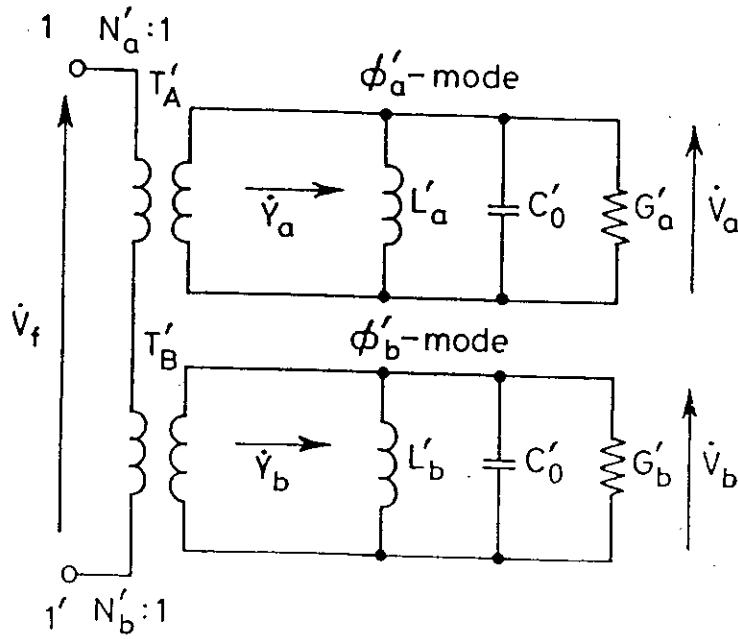


(b)



(c)

FIG 23 : Configurations fondamentales pour antennes plaques polarisées circulairement par une simple alimentation



$$\omega_{or} \approx \omega_a \approx \omega_b$$

$$f_{or} = \frac{1.841 c_0}{2\pi a \sqrt{\epsilon_r}}$$

$$f'_0 = f_{or} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta S}{S} \right)$$

$$\frac{\Delta f'_a}{f_{or}} = 0.4185 \frac{\Delta S}{S}$$

$$\frac{\Delta f'_b}{f_{or}} = -1.4185 \frac{\Delta S}{S}$$

$$f_a = f_{or} + \Delta f'_a$$

$$f_b = f_{or} + \Delta f'_b$$

$$\omega_a = 2\pi f_a$$

$$\omega_b = 2\pi f_b$$

$$N'_a = K \cos(\phi_f + 45^\circ)$$

$$N'_b = K \sin(\phi_f + 45^\circ)$$

$$K = \sqrt{2} \sqrt{\frac{\chi_{11}^2}{\chi_{11}^2 - 1}} \cdot \left(\frac{J_1(\chi_{11} \beta_0 / a)}{J_1(\chi_{11})} \right)$$

$$\chi_{11} = 1.841, Q_{oa} = Q_{ob} = Q_0$$

$$L'_a = 1/(\omega_a^2 C'_0)$$

$$L'_b = 1/(\omega_b^2 C'_0)$$

$$G'_a = \omega_a C'_0 / Q_{oa}$$

$$G'_b = \omega_b C'_0 / Q_{ob}$$

$$C'_0 = \epsilon S / t$$

$$\phi_f:$$

$$c_0:$$

$$Y_a = G'_a + j\{\omega C'_0 - 1/(\omega L'_a)\}$$

$$Y_b = G'_b + j\{\omega C'_0 - 1/(\omega L'_b)\}$$

FIG 24 : Circuit équivalent pour une A.P.M disque monoexcitée polarisée circulairement

Pour cette raison, les antennes polarisées circulairement peuvent être conçues aussi facilement que les antennes rectangulaires en employant les relations indiquées en figure 19. Cependant, l'effet de bord est négligé dans les approches précédentes. Si on devait prendre en considération l'effet des champs de bord, les résultats expérimentaux concorderaient bien avec la théorie. [2].

Pour vérifier la validité de la procédure de conception, certains patches circulaires furent fabriqués et testés dans la bande X. Ces échantillons furent fabriqués en utilisant un substrat consistant en une fibre de glaces Teflon d'épaisseur 0,6 mm avec une constante diélectrique relative de 2,55.

L'ellipticité de portée optique de l'antenne était de 0,5 dB ou moins et les diagrammes de rayonnement présentent un niveau de performance aussi élevé que ceux du patch rectangulaire.

En outre, la largeur de bande était d'environ 1% avec une épaisseur du substrat de $(t/\lambda_0 = 0,019)$ et d'environ 2% avec une épaisseur de $(t/\lambda_0 = 0,037)$. Ces résultats nous indiquent que la largeur de bande augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du substrat.

d) TRAITEMENT PLUS PRÉCIS DES A.P.M-P.C

Le patch radiateur peut être facilement modifié dans les formes circulaire, carré ou rectangulaire afin d'exciter des ondes polarisées circulairement avec une alimentation unique.

En plus de ces formes, il existe des radiateurs de forme pentagonale, triangulaire ou elliptique également capables de rayonner des ondes polarisées circulairement.

Dans ce paragraphe, nous allons discuter brièvement d'une analyse basée sur la méthode variationnelle et le développement modale pour une APM de forme quelconque ayant plusieurs terminaux, avant d'entamer la discussion sur les antennes polarisées circulairement à alimentation unique. En utilisant les résultats de l'analyse, on déduit les conditions nécessaires pour la production d'ondes polarisées circulairement. Il est alors démontré qu'en général une antenne plaque peut rayonner des ondes polarisées circulairement sur deux fréquences, avec une seule alimentation. Enfin, un exemple est donné afin de confirmer expérimentalement les nombreuses prédictions théoriques concernant les points d'alimentation et les fréquences de travail.

d-1) ANALYSE [8].

La procédure présente est basée sur la méthode variationnelle appliquée à des circuits planaires microruban de forme arbitraire avec plusieurs terminaux et sur la technique d'expansion modale.

Les valeurs propres et les fonctions propres orthonormalisées sont déduites de la méthode de RAYLEIGH-RITZ, avec les conditions aux limites de NEUMANN. La formule de l'impédance mutuelle est dérivée en utilisant les relations entre les tensions terminales, les énergies emmagasinées et les puissances dissipées. On obtient également le circuit équivalent applicable à l'antenne plaque à plusieurs terminaux.

i) FONCTION DE GREEN

La géométrie d'un modèle analytique et le système de coordonnées utilisé sont indiqués en Fig.25. Le patch, de forme quelconque, est localisé sur la surface du substrat diélectrique, avec épaisseur t et constante diélectrique ϵ_r . Généralement, le patch est alimenté soit par des lignes microruban soit par des câbles coaxiaux..

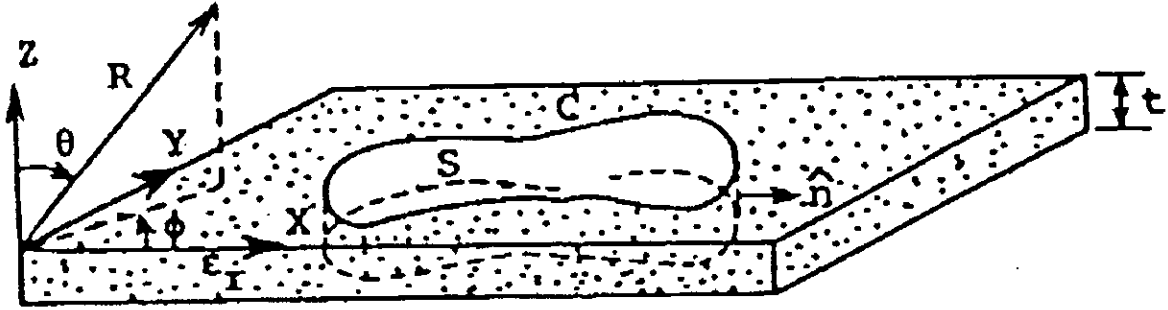


FIGURE25: STRUCTURE DE MODELE ANALYTIQUE ET SYSTEME DE COORDONNEES

Cependant, les lignes d'alimentation microruban mènent aux problèmes de couplage avec le patch et aux problèmes de rayonnement. La discussion suivante se limite au cas du coaxial car on veut séparer le problème de l'antenne de celui du circuit d'alimentation. Dans cette figure, C représente la ligne qui délimite le pourtour du patch, S sa surface et \hat{n} est le vecteur normal unitaire sortant de C. Dans plusieurs applications pratiques, le substrat est électriquement mince, de telle manière qu'une composante Z seulement du champ électrique et les composantes X et Y du champ magnétique existent dans la région limitée par le patch et par le plan de masse. Le champ électrique E_z associé à une source de courant J_z localisée au point (x_0, y_0) doit satisfaire la relation suivante :

$$(\bar{\nabla}_T^2 + k^2) E_z = -j \omega \mu_0 J_z(x_0, y_0) \quad (12)$$

où $\bar{\nabla}_T$ est la partie transverse de l'opérateur par rapport à l'axe Z, ω est la fréquence angulaire et $k^2 = \epsilon_r k_0^2$, k_0 étant le nombre d'onde en espace libre. Si la paroi magnétique est parfaite, la solution du problème est donnée par :

$$E_z(x, y) = \iint G(x, y / x_0, y_0) J_z(x_0, y_0) dx_0 dy_0 \quad (13)$$

où $G(x, y, x_0, y_0)$ est une fonction de GREEN généralement exprimée en utilisant les valeurs propres et les fonctions propres de la manière suivante :

$$G(x, y / x_0, y_0) = j \omega \mu_0 h \sum_{l=1}^N \frac{\varphi^{(l)}(x, y) \varphi^{(l)*}(x_0, y_0)}{k^{(l)2} - k^2} \quad (14)$$

Dans cette équation, $k^{(l)}$ et $\varphi^{(l)}$ sont les valeurs propres et les fonctions propres pour

le lième mode respectivement et peuvent être déduites en employant la méthode de RAYLEIGH-RITZ pour une antenne plaque de forme quelconque.

ii) IMPEDANCE MUTUELLE ET CIRCUIT EQUIVALENT

Dans une APM multi-accès, si la puissance est fournie au seul qième terminal, pendant que tous les autres restent ouverts, le champ électrique $E_{zq}(x,y)$ associé au courant terminal I_q localisé en (x_q, y_q) peut être développé en termes de séries de fonctions propres de la manière suivante :

$$E_{zq}(x,y) = I_q \sum_{l=1}^N F(l, x_q, y_q) \varphi^{(l)}(x,y) \quad (15)$$

où les inconnues $F(l, x_q, y_q)$ sont fonctions du nombre l et de la localisation du terminal (x_q, y_q) . L'équation ci-dessus implique qu'une impédance mutuelle peut être exprimée pour chaque mode, de la manière suivante :

$$Z_{pq}^{(l)} = \frac{V_p^{(l)} V_q^{(l)*}}{j2 \omega (w_{eq}^{(l)} - w_{mq}^{(l)} + p_{rq}^{(l)} + p_{dq}^{(l)} + p_{cq}^{(l)})} \quad (16)$$

Dans cette équation, $V_p^{(l)}$ et $V_q^{(l)}$ sont les tensions terminales, $w_{eq}^{(l)}$ et $w_{mq}^{(l)}$ sont les énergies moyennes électrique et magnétique emmagasinées, $p_{rq}^{(l)}$ est la puissance rayonnée et $p_{cq}^{(l)}$ et $p_{dq}^{(l)}$ sont les puissances dissipées par pertes ohmiques et diélectriques respectivement.

Ces paramètres peuvent être déduits des champs en-deçà de la ligne qui délimite le patch selon la théorie de la perturbation. L'impédance mutuelle peut être ainsi exprimée :

$$Z_{p,q} = \sum_{l=1}^N \frac{M_p^{(l)} \cdot M_q^{(l)}}{j\omega C + (1/j\omega L^{(l)}) + g^{(l)}} \quad (17)$$

$$M_p^{(l)} = S \varphi^{(l)}(x_p, y_p) \quad (18)$$

où

$$M_q^{(l)} = S \varphi^{(l)}(x_q, y_q) \quad (19)$$

$$C = (\epsilon_r \cdot \epsilon_0 / t) S \quad (20)$$

$$\omega^{(l)} = (k^{(l)} / \epsilon_r \epsilon_0 \mu_0) = 2\pi f^{(l)} \quad (21)$$

$$L^{(l)} = (1/(\omega^{(l)})^2) \cdot C \quad (22)$$

$$g^{(l)} = g_c^{(l)} + g_d^{(l)} + g_r^{(l)} \quad (23)$$

$$g_c^{(l)} = (2Rs / t \mu_0) (\omega^{(l)} / \omega)^2 C \quad (24)$$

$$g_d^{(0)} = \omega C \tan \delta \quad (25)$$

$$g_r^{(0)} = (2S/t^2) P_{r0}^{(0)} \quad (26)$$

R_s étant la partie réelle de l'impédance de la surface des parois conductrices et $\tan \delta$ la tangente de perte du substrat diélectrique.

$P_{r0}^{(0)}$ peut être également écrit de la manière suivante :

$$P_{r0}^{(0)} = 1/2 \operatorname{Re} \left[\iint (\vec{E}_0^{(0)} \wedge \vec{H}_0^{(0)} \cdot \hat{R} \sin \theta) d\theta d\phi \right] \quad (27)$$

où

$$\vec{H}_0^{(0)} = (j\omega\epsilon_0/4\pi)t (2 \cos((K_0/2)t \cos\theta)) \oint (\hat{n} \wedge \hat{z}) \varphi^{(0)}(x,y)$$

$$\exp \{ jk_0 (x \cos \phi + y \sin \phi) \sin \phi \} dl \quad (28)$$

et

$$\vec{E}_0^{(0)} = 120 \pi \vec{H}_0^{(0)} \times \hat{R} \quad (0 < \phi < \pi/2) \quad (29)$$

et \hat{R} est le vecteur unitaire de la direction de l'axe R en coordonnées polaires, l'astérisque indiquant le complexe conjugué et Re la partie réelle. L'équation (17) implique qu'un circuit équivalent pour une A.P.M. multi-accès peut être représenté par le modèle de réseau indiqué en figure 26 où le premier circuit résonnant pour $l=1$, a $\omega(e) = 0$, ce qui correspond au mode résonant à la fréquence zéro. Le circuit équivalent est utile pour l'analyse de circuit des antennes plaques.

iii) IMPEDANCE D'ENTREE

Dans une A.P.M. multi-accès, le couplage entre terminaux dans la cavité doit être considéré, si l'on veut obtenir l'impédance d'entrée précise. Une telle impédance est dite "impédance d'entrée active".

Vue de chaque point d'alimentation, elle est généralement définie par :

$$Z_{in}^{(q)} = (V_q^{(in)}/I_q) - Z_{0q} \quad q = 1,2,3...M \quad (30)$$

R_0 est le nombre d'onde en espace libre, \hat{n} un vecteur unitaire normal aux contours du patch et se trouve dans le plan xy tandis que Z représente le vecteur unitaire dans la direction Z .

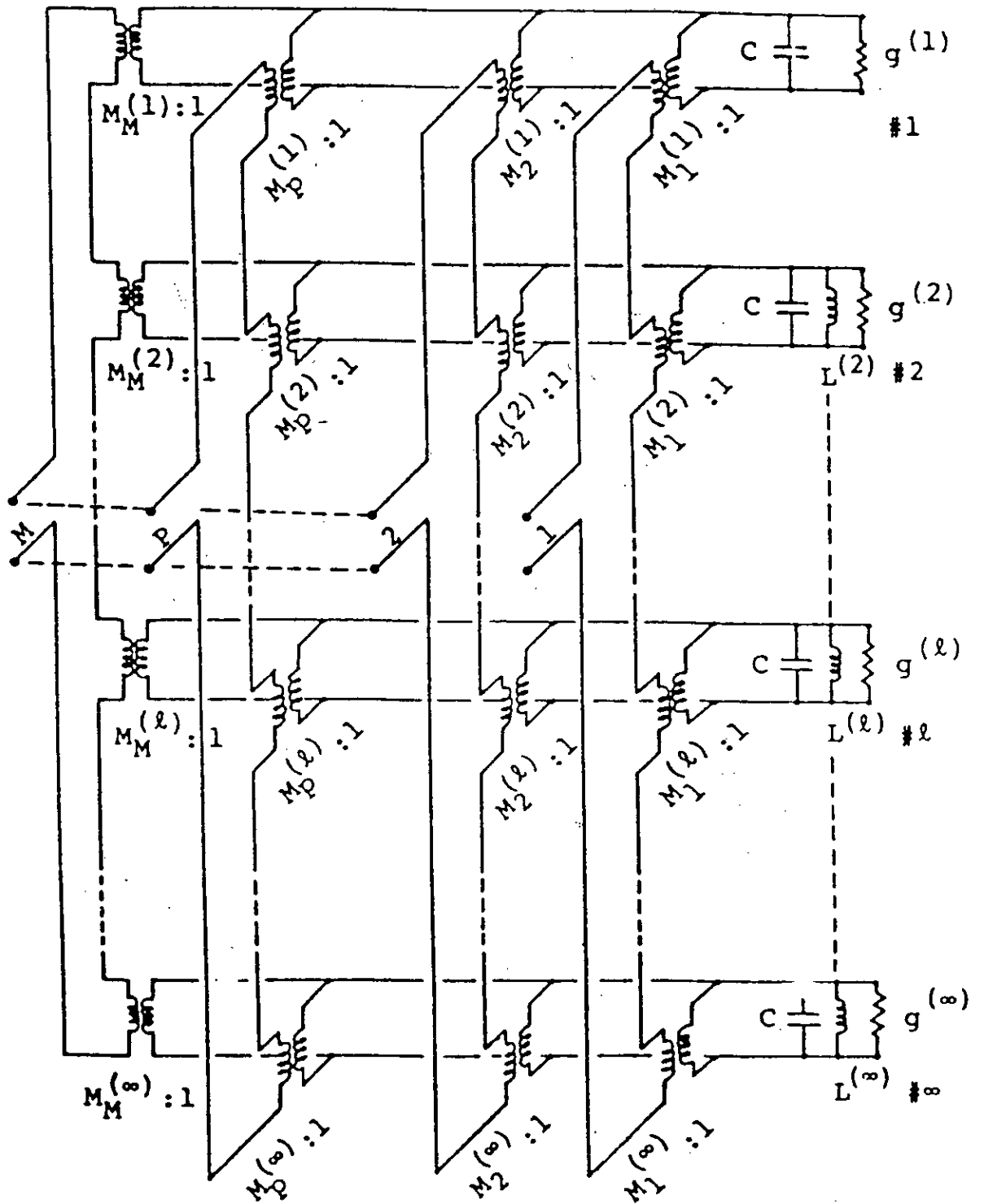


FIG 26 : Circuit équivalent d'une A.P.M multi-accès

Où $V_q^{(in)}$ et Z_{oq} sont respectivement la tension d'entrée et l'impédance caractéristique du q ème terminal. I_q est le courant qui le parcourt et représente une solution de l'équation matricielle suivante :

$$[I] = [Z']^{-1} [V^{(in)}] \quad (31)$$

Où $[V^{(in)}]$ est le vecteur tension d'entrée dont le terme typique est $V_q^{(in)}$ et $[Z']$ est la matrice impédance dont les termes sont donnés par :

$$Z'_{p,q} = \begin{cases} Z_{p,q} + Z_{oq} & \text{si } p=q \\ Z_{p,q} & \text{si } p \neq q \end{cases} \quad (32)$$

Lorsque l'excitation est réalisée par sonde coaxiale, l'inductance qu'elle introduit peut être estimée en usant de l'un de modèles établis à cet effet, dont entre autre [27]

$$jX_L = j(\omega \mu_0 / \epsilon_r \epsilon_0)^{1/2} \tan(k_0 t) \quad (33)$$

iii) CHAMP RAYONNE, GAIN DE DIRECTIVITE ET RENDEMENT

Le champ rayonné global peut être calculé en tant que superposition de champs relatifs à chaque mode. Le champ rayonné pour le q ème mode peut être représenté par :

$$\vec{E}^{(q)} = \sum_{q=1}^M \vec{E}_q^{(q)} = \sum_{q=1}^M \vec{\Omega}_q^{(q)} \vec{E}_0^{(q)} \quad (34)$$

Ainsi, le champ totalement rayonné est ainsi obtenu :

$$E_\theta = \sum_{l=1}^N \left\{ \sum_{q=1}^M \vec{\Omega}_q^{(q)} \right\} \vec{E}_0^{(q)} \vec{\theta}_l \quad (35)$$

$$E_\phi = \sum_{l=1}^N \left\{ \sum_{q=1}^M \vec{\Omega}_q^{(q)} \right\} \vec{E}_0^{(q)} \cdot \vec{\phi}_l \quad (36)$$

Où $\Omega_q^{(q)}$ est un coefficient inconnu, et peut être déterminé pour chaque mode à partir des conditions aux limites, par rapport à la tension au q ème terminal, de la manière suivante

$$\vec{\Omega}_q^{(q)} = ((2s)^{1/2}/t) (M_q^{(q)}/j\omega c + (1/j\omega L^{(q)}) + g^{(q)}) \vec{I}_q \quad (37)$$

Le gain de directivité U à $\theta = 0$ et le rendement de rayonnement sont définis par :

$$U = \left| E_{\theta} (\theta=0) \right|^2 + \left| E_{\phi} (\phi=0) \right|^2 / 60P_r \quad (38)$$

$$\eta = P_r / (P_c + P_d + P_r) \quad (39)$$

Où P_r , P_c et P_d sont la puissance totale rayonnée et les puissances dissipées dues aux pertes dans le conducteur et le diélectrique et sont ainsi exprimées :

$$P_c = R_s / (120\pi)^2 \sum_{l=1}^N (k^{(l)} / k_0)^2 \left| \sum_{q=1}^M \Omega_q^{(l)} \right|^2 \quad (40)$$

$$P_d = (t\omega/2) \epsilon_r \epsilon_0 \tan \delta \sum_{l=1}^N \left| \sum_{q=1}^M \Omega_q^{(l)} \right|^2 \quad (41)$$

$$P_r = \sum_{l=1}^N P_{r0}^{(l)} \left| \sum_{q=1}^M \Omega_q^{(l)} \right|^2 \quad (41')$$

d-2) CONDITIONS POUR UN RAYONNEMENT POLARISE CIRCULAIREMENT

En général, des ondes idéales polarisées circulairement sont obtenues lorsque le rapport de deux composantes de champ rayonné polarisées orthogonalement est égale à $\pm j$. En résolvant cette équation par rapport à la fréquence, on peut en déduire après un traitement itératif, deux sortes de fréquence pour le rayonnement des ondes polarisées circulairement. Aussi, on peut déterminer numériquement toutes les localisations optimales correspondantes

i) CHAMP RAYONNE PAR UNE ANTENNE PLAQUE POLARISEE CIRCULAIREMENT A SIMPLE ALIMENTATION

Si les contributions des modes non résonants sont très faibles et peuvent donc être négligées, exceptées, celles relatives aux deux modes les plus dominants nécessaires au rayonnement des ondes polarisées circulairement, le champ rayonné global peut être écrit de la manière suivante :

$$E(\theta) = \{ \Omega^{(v)}(x_0, y_0) E_0^{(v)}(\theta, \omega) + \Omega^{(v+1)}(x_0, y_0) \cdot E_0^{(v+1)}(\theta, \omega) \} \quad (42)$$

(x_0, y_0) est un point d'alimentation. Dans cette équation, le v ème et le $(v+1)$ ème modes sont choisis comme étant les deux modes orthogonaux désirés. Si on choisit convenablement un système de coordonnées de manière à aligner l'axe X avec la direction du v ème vecteur champ $E_0^{(v)}(\theta, \omega)$ et l'axe Y avec la direction du $(v+1)$ ème vecteur champ $E_0^{(v+1)}(\theta, \omega)$ dans la direction d'ellipticité, alors le champ à grande distance donné par l'équation (42) peut

être exprimé dans la direction d'ellipticité de la manière suivante :

$$\vec{E}(o) = E_x \vec{x} + E_y \vec{y} \quad \text{pour } \theta=0 \quad (43)$$

$$E_x = \vec{E}(o) \cdot \vec{x} = \Omega^{(v)}(x_o, y_o) \vec{E}_o^{(v)}(\theta, \omega) \cdot \vec{x} \quad (44)$$

$$E_y = \vec{E}(o) \cdot \vec{y} = \Omega^{(v+1)}(x_o, y_o) \vec{E}_o^{(v+1)}(o, \omega) \cdot \vec{y} \quad (45)$$

L'équation (43) peut être modifiée de la sorte :

$$\vec{E}(o) = E_L (\vec{x} + j\vec{y}) + E_R (\vec{x} - j\vec{y}) \quad (46)$$

où E_R et E_L représentent les modes RHCP et LHCP respectivement et sont donnés par :

$$E_L = (1/2j)(jE_x + E_y) = (1/2) \{ \Omega^{(v)}(x_o, y_o) \vec{E}_o^{(v)}(o, \omega) \cdot \vec{x} - j\Omega^{(v+1)}(x_o, y_o) \vec{E}_o^{(v+1)}(o, \omega) \cdot \vec{y} \} \quad (47)$$

$$E_R = (1/2j)(jE_x - E_y) = (1/2) \{ \Omega^{(v)}(x_o, y_o) \vec{E}_o^{(v)}(o, \omega) \cdot \vec{x} + j\Omega^{(v+1)}(x_o, y_o) \vec{E}_o^{(v+1)}(o, \omega) \cdot \vec{y} \} \quad (48)$$

Par conséquent, on peut obtenir les équations suivantes de $E_L=0$ ou $E_R=0$:

$$\frac{\Omega^{(v+1)}(x_o, y_o) \vec{E}_o^{(v+1)}(o, \omega) \cdot \vec{y}}{\Omega^{(v)}(x_o, y_o) \vec{E}_o^{(v)}(o, \omega) \cdot \vec{x}} = \mp j \begin{cases} \text{pour } E_L=0 \\ \text{pour } E_R=0 \end{cases} \quad (49)$$

Lorsque l'équation (49) est satisfaite, les champs résultants deviennent les polarisations circulaires et sont ainsi exprimés:

$$\vec{E}(o) = \Omega^{(v)}(x_o, y_o) \left[\vec{E}_o^{(v)}(o, \omega) \cdot \vec{\hat{x}} \right] \begin{cases} \vec{\hat{x}} \mp \vec{\hat{y}} \\ \vec{\hat{x}} \pm \vec{\hat{y}} \end{cases} \begin{cases} \text{pour RHCP} \\ \text{pour LHCP} \end{cases}$$

où RHCP et LHCP sont respectivement les polarisations sens droit et gauche.

ii) FREQUENCE ET LOCALISATION OPTIMALE DE L'EXCITATION [8]

Un antenne plaque peut devenir une antenne polarisée circulairement et à alimentation unique lorsque ses dimensions sont ajustées de manière à convenir aux valeurs vues précédemment.

En outre, lorsque la fréquence de travail et le point d'alimentation sont choisis correctement, de bonnes ondes polarisées circulairement peuvent être rayonnées. La fréquence à laquelle des ondes idéales polarisées circulairement sont excitées est appelée fréquence de polarisation circulaire de travail. Dans ce paragraphe, on montre comment on obtient une telle fréquence ainsi que la localisation optimum de l'alimentation.

En remplaçant les équations (19) et (37) dans l'équation (49) l'expression suivante peut être déduite pour les conditions de polarisation circulaire :

$$\frac{\varphi^{(v+1)}(x_0, y_0)}{\varphi^{(v)}(x_0, y_0)} = \frac{j(\omega C - (1/\omega L^{(v)})) + g^{(v)}(\omega)}{j(\omega C - (1/\omega L^{(v+1)})) + g^{(v+1)}(\omega)} = \mp j \frac{\vec{E}_0^{(v)}(0, \omega) \cdot \vec{x}}{\vec{E}_0^{(v+1)}(0, \omega) \cdot \vec{y}} \begin{cases} \text{RHCP} \\ \text{LHCP} \end{cases} \quad (50)$$

A travers la comparaison entre les coefficients des parties réelles et des parties imaginaires des deux membres de l'équation complexe ci-dessus, les équations simultanées suivantes peuvent être déduites :

$$g^{(v)}(\omega) = \pm (B(\omega) / \beta(x_0, y_0)) \{ \omega C - (1/\omega L^{(v+1)}) \} \begin{cases} \text{RHCP} \\ \text{LHCP} \end{cases} \quad (51)$$

$$\{ \omega C - 1/\omega L^{(v)} \} = \mp (B(\omega) / \beta(x_0, y_0)) g^{(v+1)}(\omega) \begin{cases} \text{RHCP} \\ \text{LHCP} \end{cases} \quad (52)$$

$$\beta(x_0, y_0) = \varphi^{(v+1)}(x_0, y_0) / \varphi^{(v)}(x_0, y_0) \quad (53)$$

$$B(\omega) = \vec{E}_0^{(v)}(0, \omega) \cdot \vec{x} / \vec{E}_0^{(v+1)}(0, \omega) \cdot \vec{y} \quad (54)$$

En éliminant $\pm B/\beta$ des équations (51) et (52), une équation bicarrée par rapport à la fréquence angulaire de polarisation circulaire de travail peut être obtenue comme suit :

$$\omega^4 + \omega^2 [u^2(\omega) - \{(\omega^{(v+1)})^2 + (\omega^{(v)})^2\}] + \{ \omega^{(v)} \cdot \omega^{(v+1)} \}^2 = 0 \quad (55)$$

$$\text{où } u(\omega) = [g^{(v)}(\omega) g^{(v+1)}(\omega)]^{1/2} / C \quad (56)$$

Dans ce cas, les racines significatives de l'équation (55) sont données par :

$$\omega = [\{ [\{ (\omega^{(v)})^2 + (\omega^{(v+1)})^2 \} - u^2(\omega)] \pm (D(\omega))^{1/2} / 2 \}]^{1/2} \quad (57)$$

où

$$D(\omega) = [\{ (\omega^{(v)} - \omega^{(v+1)})^2 - u^2(\omega) \} [\{ (\omega^{(v)} + \omega^{(v+1)})^2 - u^2(\omega) \}] \geq 0 \quad (58)$$

L'équation (57) montre que l'équation (55) a 2 racines significatives, pourvu que la condition de polarisation circulaire suivante, déduites de l'inégalité de l'équation (58) soit satisfaite :

$$\left| \omega^{(v)} - \omega^{(v+1)} \right| \geq u(\omega) \quad (59)$$

Physiquement, ceci implique que les antennes plaques peuvent produire une polarisation circulaire à deux sortes de fréquence, avec une alimentation unique. Mais si l'inégalité de l'équation (59) n'est pas satisfaite, des ondes bien polarisées circulairement ne peuvent pas être produites à partir de telles antennes.

Cependant, la (57) n'est pas une expression de forme fermée, car les composantes de conductance sont, en général, une fonction de la fréquence de travail. Il est donc difficile de trouver analytiquement les fréquences de travail de la polarisation circulaire. Elles sont donc déterminées approximativement à travers un traitement itératif.

La $(\mu + 1)$ ième solution est approximée par :

$$\omega_{\mu+1} = [\{ (\omega^{(v)})^2 + (\omega^{(v+1)})^2 \} - u^2(\omega, \mu)] \pm D(\omega, \mu) / 2]^{1/2} \quad (60)$$

en utilisant la μ ième solution itérative ω_{μ} . Heureusement, on obtient une convergence satisfaisante de l'équation (60), après seulement trois itérations. Cependant, le choix correct du point d'alimentation est très important pour obtenir un bon rayonnement polarisé circulairement.

Toutes les localisations d'alimentation optimales sont déterminées numériquement, en substituant les résultats convergents de l'équation (60) dans l'équation (51). Si on considère le cas où l'égalité dans l'équation (59) est satisfaite, alors au lieu de l'équation (57), on utilise l'équation suivante qui donne une seule fréquence de polarisation circulaire de travail:

$$\omega = [\omega^{(v)} \omega^{(v+1)}]^{1/2} \quad (61)$$

4 - ANALYSE THEORIQUE D'UNE APM ANNULAIRE POLARISEE CIRCULAIREMENT A LARGE BANDE

4 - 1 - ANALYSE THEORIQUE PAR LE GTLM.

Dans cette étude, la polarisation circulaire est obtenue en séparant deux modes orthogonaux dégénérés dans une antenne patch type annulaire, et en utilisant une anse à la périphérie externe de cette antenne. L'analyse d'une telle structure se fera sur la base du modèle GTLM(Generalized Transmission Line Model) [10]. Théoriquement, on trouve que cette structure peut être utilisée pour générer une polarisation circulaire à large bande relativement à d'autres configurations. L'analyse théorique traite la structure de l'antenne comme un quadripôle.

L'anneau décrit en fig.27 comporte des modes orthogonaux introduits par l'asymétrie causée justement par l'anse à la périphérie externe [11].

Tous les modes pairs sont symétriques par rapport à l'axe x ; tous les modes "impairs", par contre, sont symétriques par rapport à l'axe y. La fréquence de résonance d'un mode pair sera plus petite que celle relative au mode impair correspondant. Ceci est dû à la charge causée par la localisation de l'anse, près du champ maximal.

L'analyse d'un anneau peut être faite en utilisant un modèle de cavité [7], ou bien une technique d'adaptation de mode. Cependant, la méthode la plus appropriée pour aborder ce type de problème aux valeurs limites complexes est indubitablement le réseau basé sur le GTLM. Le patch sera alors considéré comme un quadripôle dont le dipôle (1) est relatif à l'alimentation et le dipôle (2) à la jonction entre l'anse et la périphérie externe. Le dipôle (2) sera, par la suite, chargé par l'impédance appropriée offerte par l'anse. Dans les paragraphes qui vont suivre, nous représenterons dorénavant la structure comme un quadripôle, en utilisant le principe GTLM. Pour ce faire, et dans le souci d'une meilleure compréhension de l'analyse théorique de l'antenne, il est certainement opportun d'étudier de près ce principe de ligne de transmission généralisé.

4 - 1 - 1 - MODELE DE LIGNE DE TRANSMISSION GENERALISEE (GTLM)

Nous présentons dans ce paragraphe un modèle de ligne de transmission pour des configurations d'antennes plaques. Ceci est valable lorsque la séparation des variables pour ce type de configuration est possible. Pour ce faire, le patch est modélisé à une ligne de transmission reliant les ouvertures rayonnantes. Chaque section de la ligne de transmission sera remplacée par un circuit en Π .

L'effet des ouvertures dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation est pris en considération par le truchement des valeurs propres complexes. L'effet de couplage mutuel entre les bordures rayonnantes peut être décrit en utilisant la technique variationnelle et sera incorporé dans le circuit équivalent de la structure. Le principe du modèle de ligne de transmission généralisée connaît une application assez vaste et variée.

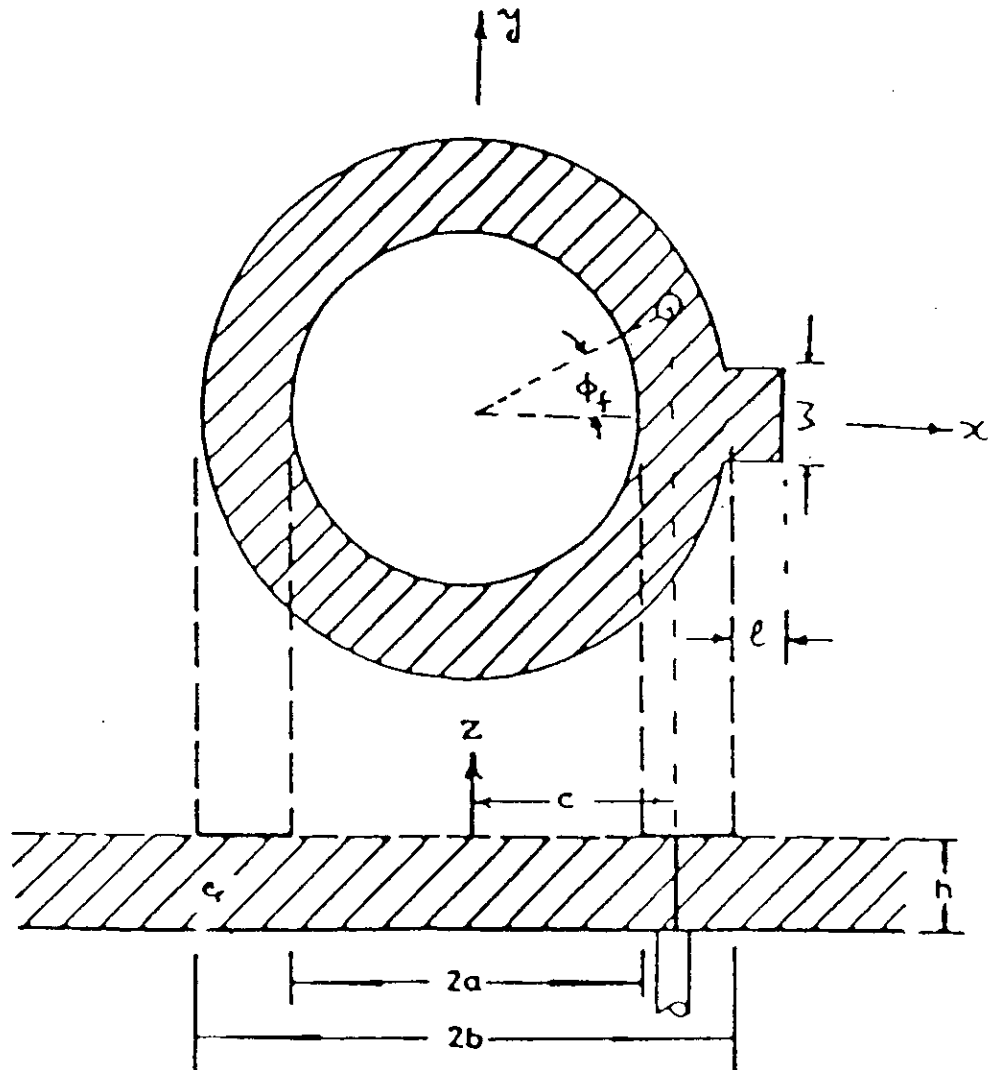


FIG 27 : Antenne patch plaque à forme d'anneau circulaire avec anse périphérique

a) ANALYSE DU PROBLEME

La ligne de transmission étant un circuit passif, le théorème de réciprocité sera pris en compte ; autrement les théorèmes des circuits ne pourront pas être appliqués dans le cadre de cette analyse. Ceci nécessite, bien entendu, des définitions appropriées des notions de courant modal et tension nodale. Ce modèle prend en considération les rayonnements provenant de toutes les ouvertures de la structure d'antenne plaque en question.

La fig.28 montre des configurations générales d'A.P.M. avec des continuités dont les contours constants sont donnés par $u=u_1$ et $u=u_2$. L'équation d'onde pour la composante Z du champ électrique E_z à l'intérieur de la structure est donnée par :

$$\nabla^2 E_z + K^2 E_z = 0 \quad (62)$$

où $K^2 = \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_r$, ϵ_r étant la constante diélectrique du substrat.

Dans bon nombre d'analyses d'antennes plaques pratiques, E_z est considéré comme étant indépendant de Z car l'épaisseur du diélectrique h petite ($h \ll \lambda$). Par conséquent, l'équation (62) peut être écrite dans un système de coordonnées curvilignes (u-v), comme [12].

$$\frac{1}{h_1 h_2} \left[\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{h_2}{h_1} \frac{\partial E_z}{\partial u} \right) + \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{h_1}{h_2} \frac{\partial E_z}{\partial v} \right) \right] + K^2 E_z = 0 \quad (63)$$

où h_1 et h_2 sont des facteurs d'échelle le long des directions u et v respectivement, et sont donnés par les expressions suivantes :

$$h_1 = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial u} \right| \quad \text{et} \quad h_2 = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial v} \right|$$

r étant le vecteur position. On supposera que la séparation des variables est possible dans le système de coordonnées (u-v) pour l'équation de l'onde. Par conséquent, en remplaçant $E_z = f_1(u) \cdot f_2(v)$ dans l'équation (63), on obtient :

$$\frac{1}{h_1 h_2} \left[\frac{1}{f_1} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{h_2}{h_1} \frac{\partial f_1}{\partial u} \right) + \frac{1}{f_2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{h_1}{h_2} \frac{\partial f_2}{\partial v} \right) \right] + K^2 = 0 \quad (64)$$

en posant :

$$\frac{h_2}{h_1} = p(u,v) \quad \text{et} \quad h_1 h_2 = q(u,v)$$

l'équation (64) devient

$$\frac{p}{f_1} \frac{\partial^2 f_1}{\partial u^2} + \frac{1}{f_1} \frac{\partial p}{\partial u} \frac{\partial f_1}{\partial u} + \frac{1}{f_2 p} \frac{\partial^2 f_2}{\partial v^2} + \frac{1}{f_2} \left(-\frac{1}{p^2} \frac{\partial p}{\partial v} \right) \frac{\partial f_2}{\partial v} + K^2 q = 0 \quad (65)$$

La séparation des variables devient possible si l'on a soit :

$$i) \quad p(u,v) = p(u) \quad \text{et} \quad p(u,v) q(u,v) = m_1(u) + m_2(v) \quad (66)$$

ou bien :

$$ii) \quad p(u,v) = p(v) \quad \text{et} \quad q(u,v) / p(u,v) = n_1(u) + n_2(v) \quad (67)$$

L'équation (65) peut être séparée de la sorte

$$\frac{p^2}{f_1} \frac{\delta^2 f_1}{\delta u^2} + \frac{p}{f_1} \frac{\delta f_1}{\delta u} \frac{\delta p}{\delta u} + K_1^2 m_1(u) = \alpha^2 \quad (68)$$

et

$$\frac{1}{f_2} \frac{\delta^2 f_2}{\delta v^2} + K_1^2 m_2(v) = -\alpha^2 \quad (69)$$

α étant une constante indépendante de u et v . Les équations (68) et (69) peuvent être réécrites de la manière suivante :

$$\frac{\delta^2 f_1}{\delta u^2} + \left(\frac{1}{p} \frac{\delta p}{\delta u} \right) \frac{\delta f_1}{\delta u} + \frac{(K_1^2 m_1 - \alpha^2)}{p^2} f_1 = 0 \quad (70)$$

$$\frac{\delta^2 f_2}{\delta v^2} + (K_1^2 m_2 + \alpha^2) f_2 = 0 \quad (71)$$

Soient $x_1(u)$ et $x_2(u)$ 2 solutions indépendantes de l'équation (70). La solution pour E_z devient alors :

$$E_z = \begin{Bmatrix} x_1(v) \\ x_2(v) \end{Bmatrix} \cdot f_2(v) \quad (72)$$

Ayant déterminé E_z , le champ magnétique à l'intérieur de la structure est obtenu à travers l'équation de MAXWELL $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j \omega \vec{H} \cdot \mu$. Elle est donnée par :

$$-j \omega \mu H_u = \frac{1}{h_2} \frac{\delta E_z}{\delta v} = -\frac{1}{h_2} f_1(u) f_2'(v) \quad (73)$$

$$-j \omega \mu H_v = -\frac{1}{h_1} \frac{\delta E_z}{\delta u} = -\frac{1}{h_1} f_1'(u) f_2(v) \quad (74)$$

b) CIRCUIT EQUIVALENT :

Selon le modèle proposé ici, la ligne de transmission est prise le long du segment qui joint les ouvertures rayonnantes. Ceci est vrai pour les configurations du type indiqué en Fig. 28 où les ouvertures rayonnantes sont sur les courbes $u = \text{constante}$. Cependant pour la configuration de la fig. 28b où les ouvertures rayonnantes se trouvent sur les courbes $v = \text{constante}$, il existe certaines ambiguïtés. Ce problème sera résolu si l'on part de la supposition que les lignes de transmission seraient prises le long de la direction des contours $u = \text{constante}$ ou $v = \text{constante}$, mais en reliant les ouvertures qui rayonnent la plus grande partie de la puissance. L'effet de ces ouvertures est pris en compte en considérant la ligne.

b-1) LIGNE DE TRANSMISSION DANS LA DIRECTION u.

Pour la ligne de transmission dans la direction u , on définit la tension modale et le courant modal de la manière suivante :

$$I_u^{(1)} = h_2 H_v \quad \text{pour } u < u_s \quad (75-a)$$

$$I_u^{(2)} = -h_2 H_v \quad \text{pour } u > u_s \quad (75-b)$$

où $u = u_s$ est la position de la source d'alimentation. Le courant total fourni par cette source est :

$$\begin{aligned} I_s &= I_u^{(1)} + I_u^{(2)} \\ &= h_2 (H_{v-} - H_{v+}) \end{aligned}$$

où H_{v-} et H_{v+} sont les valeurs de H_v évalués en $u = u_{s-0}$ et $u = u_{s+0}$ respectivement. Ici, I_s est une fonction de v et dépend du mode particulier d'excitation de la structure dans le cas où les contours $u = \text{constante}$ sont fermés, comme en fig 28. $f_2(v)$ doit être une fonction périodique de v et α est discrète. A cette valeur de α est associé un mode ; le mode est désigné par un seul indice. Le mode de ligne de transmission avec un seul indice est équivalent à la somme des effets des modes de cavité ayant double indice. Par exemple, le mode de ligne de transmission TM_n est équivalent à $\sum_m TM_{nm}$. La composante de courant excité pour un mode mono-indice est obtenue à travers le développement en fonctions propres orthogonales du courant d'alimentation. On considère α comme étant complexe en général.

Avec le courant modal et la tension modale, définis plus haut, on peut trouver le circuit équivalent pour la section confinée entre $u = u_1$ et $u = u_s$. La matrice Y pour cette section est définie par :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}$$

Les éléments de cette matrice sont obtenus de la manière suivante :

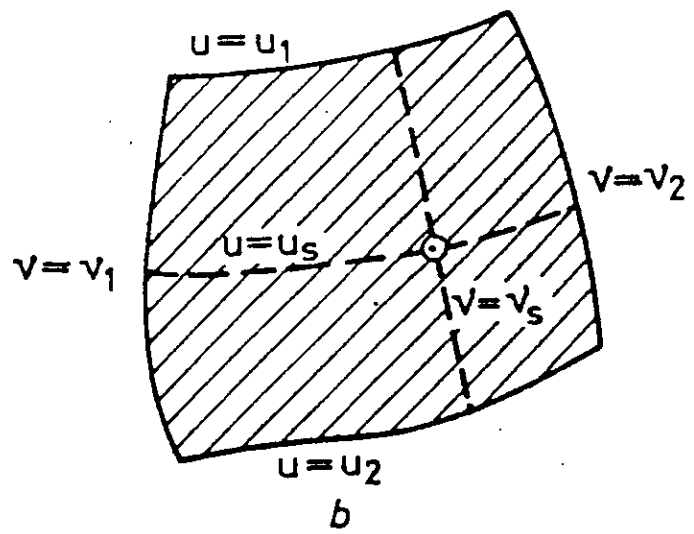
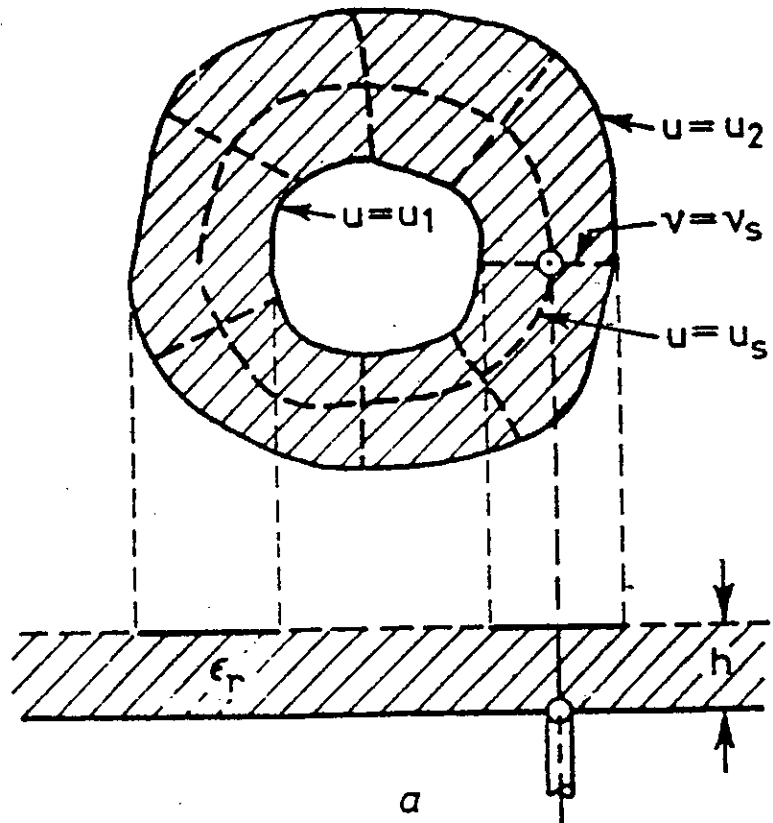


FIG 28 : Configuration générale de patches microruban avec géométrie séparable

$$Y_{11} = \frac{I_1}{V_1} \Big|_{V_2=0} = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{h_2}{h_1} \frac{x'_1(u_1) x_2(u_s) - x'_2(u_1) x_1(u_s)}{x_1(u_1) x_2(u_s) - x_2(u_1) x_1(u_s)} \quad (76)$$

$$Y_{22} = -\frac{1}{j\omega\mu} \frac{h_2}{h_1} \frac{x'_1(u_s) x_2(u_1) - x'_2(u_s) x_1(u_1)}{x_1(u_s) x_2(u_1) - x_2(u_s) x_1(u_1)} \quad (77)$$

$$Y_{12} = -\frac{I_1}{V_2} \Big|_{V_1=0} = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{h_2}{h_1} \frac{W_1(u_1)}{x_1(u_s) x_2(u_1) - x_2(u_s) x_1(u_1)} \quad (78)$$

où $W_1(u)$ est le wronksien de l'équation (68) ; on trouve :

$$W_1 = A h_1 / h_2$$

L'équation (78) devient alors :

$$Y_{12} = \frac{A}{j\omega\mu} \frac{1}{x_1(u_s) x_2(u_1) - x_2(u_s) x_1(u_1)} \quad (79)$$

De la même manière, on peut dériver Y_{21} . On peut montrer que :

$$Y_{21} = Y_{12}$$

Le principe de réciprocité est donc valable, justifiant par la même la définition de courant modal et de tension modale qu'on avait utilisées auparavant.

Le circuit équivalent pour la section définie par $u_1 < u < u_s$ et indiqué en fig.29 devient un circuit en π , comme cela est indiqué en fig.30. Le circuit équivalent pour l'autre moitié peut être obtenu à partir des équations (76), (77) et (78) où u_1 et u_s seront remplacés respectivement par u_s et u_1 .

i) ADMITTANCES DE PAROI PROPRE ET MUTUELLE.

On peut caractériser le rayonnement de la paroi par une admittance équivalente, la susceptance étant due au champ de bord tandis que la conductance est due aux pertes par rayonnement . Le modèle de courant magnétique est utilisé pour l'admittance de paroi. Dans ce cas, les ouvertures seront remplacées par les sources de courant magnétique équivalent.

Connaissant la puissance complexe rayonnée, on peut obtenir l'expression de l'admittance mutuelle entre deux parois en $u = u_1$ et $u = u_2$, en utilisant la définition suivante d'admittance mutuelle :

$$y_{12}^m = \frac{h_2 H_y(\text{évalué en } u=u_2 \text{ pour la source en } u=u_1)}{E_z(\text{ en } u=u_1)} \quad (80)$$

$$y_{21}^m = \frac{-h_2 H_y(\text{évalué en } u=u_1 \text{ pour la source en } u=u_2)}{E_z(\text{ en } u=u_2)} \quad (81)$$

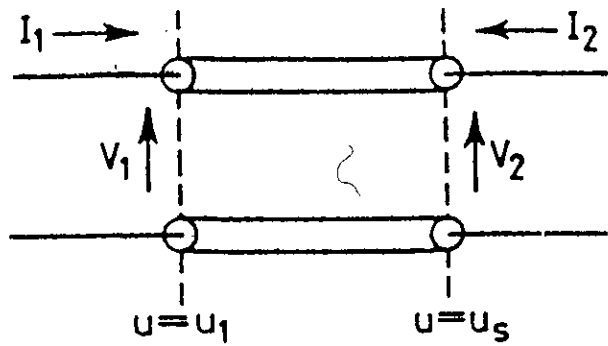


FIG 29 : Ligne de transmission équivalente du patch pour $U_1 < U < U_s$

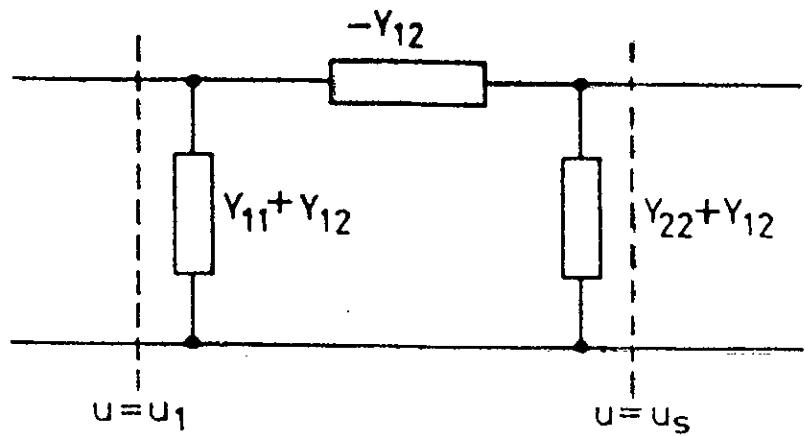


FIG 30 : Réseau à π pour la section de ligne de transmission définie par $U_1 < U < U_s$

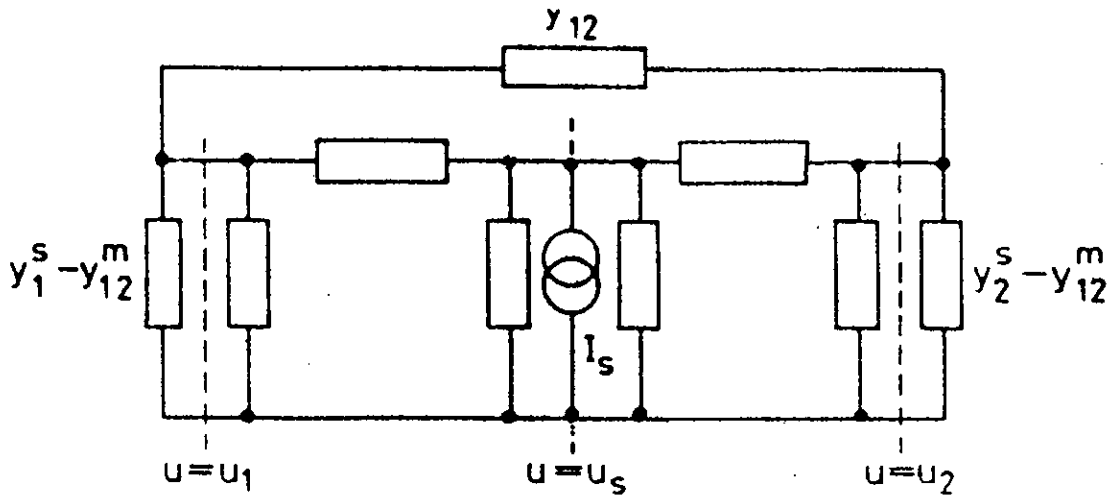


FIG 31 : Circuit équivalent d'une ligne de transmission pour un mode singulier d'une antenne plaque

Etant donné que la réaction mutuelle entre deux sources est la même, c'est-à-dire

$$\langle u_1, u_2 \rangle = \langle u_2, u_1 \rangle$$

on peut alors montrer que :

$$y_{12}^m = y_{21}^m$$

L'admittance propre en $u = u_1$ peut être obtenue en remplaçant u_2 par u_1 dans l'équation (80). De même l'admittance propre en $u = u_2$ peut être obtenue de l'équation (81).

ii) L'ADMITTANCE DE PAROI TOTALE

La composante tangentielle du champ magnétique en $u = u_1$ est :

$$H_{v1}^t = H_v(u_1) + H_v(u_1, u_2) = H_v(u_1) - \frac{E_z(u_2)}{h_2} y_{21}^m$$

L'admittance de paroi active en $u = u_1$ incluant l'effet de couplage mutuel est ainsi déterminée par :

$$y_1^t = \frac{h_2 H_{v1}^t}{E_z(u_1)} = y_1^s - \frac{E_z(u_2)}{E_z(u_1)} y_{21}^m = y_1^s - y_{21}^m + \frac{E_z(u_1) - E_z(u_2)}{E_z(u_1)} y_{21}^m \quad (82)$$

De même, pour la paroi en $u = u_2$, l'admittance de paroi active sera :

$$y_2^t = y_2^s - y_{12}^m + \frac{E_z(u_2) - E_z(u_1)}{E_z(u_2)} y_{12}^m \quad (83)$$

Les équations (82) et (83) conduisent à un circuit équivalent comme cela est indiqué en fig.31. Ce circuit équivalent peut être simplifié en utilisant les théorèmes de circuits [13]. L'impédance d'entrée, vue par la source de courant I_s peut être facilement évaluée à partir de ce circuit. Cette impédance est liée à l'impédance d'entrée vue par l'alimentation pour ce mode particulier. L'impédance totale vue par l'alimentation est égale à la somme de celle-ci pour tous les modes.

L'évaluation des admittances propre et mutuelle nécessaires à la détermination de l'admittance totale peut être faite de diverses façons telles que : la méthode du vecteur de pointing [14] la méthode du champ électromagnétique induit [14], la technique variationnelle [14] et la technique du domaine spectral.

Au vu des définitions des admittances mutuelles données dans les équations (80) et (81), l'expression variationnelle suivante pour l'admittance mutuelle est obtenue :

$$y_{12}^m = \frac{\langle u_1, u_2 \rangle}{hPE_z(u_1)E_z(u_2)} \quad (84)$$

où $\langle u_1, u_2 \rangle$ est la réaction mutuelle entre deux sources en $u = u_1$ et $u = u_2$
 h est l'épaisseur du substrat diélectrique et P une constante donnée par l'expression :

$$P = \int_{v_1}^{v_2} [f_2(v)]^2 dv \quad (85)$$

Les champs électriques en $u = u_1$ et $u = u_2$ sont donnés par :

$$E_z(u_1, v) = E_z(u_1) f_2(v)$$

$$E_z(u_2, v) = E_z(u_2) f_2(v)$$

respectivement .

b-2) LIGNE DE TRANSMISSION DANS LA DIRECTION v

Pour la ligne de transmission dans la direction v, on définit les courants modaux de la manière suivante :

$$I_{v1} = h_2 H_u \quad \text{pour } v < v_s \quad (86-a)$$

$$I_{v2} = - h_2 H_u \quad \text{pour } v > v_s \quad (86-b)$$

On définit par contre, la tension modale comme étant E_z . L'expression de l'admittance mutuelle de paroi est ainsi obtenue.

$$y_{12}^m = \frac{\langle v_2, v_1 \rangle}{\int_u \frac{h_1 f_1^2(u) du}{h_2}} \quad (87)$$

où $\langle v_1, v_2 \rangle$ est la réaction mutuelle entre les deux parois rayonnantes en $v = v_1$ et $v = v_2$, tandis que $f_1(u)$ représente la distribution du champ d'ouverture.

b-3) DIAGRAMME DE RAYONNEMENT

Du circuit équivalent de la fig.31, on peut obtenir les tensions aux ouvertures rayonnantes en $u = u_1$ et $u = u_2$. La distribution du champ pour les ouvertures en $v = v_1$ et $v = v_2$ sera obtenue à partir de la connaissance de celle de la tension le long de la ligne de transmission dans la direction u. Le diagramme de rayonnement peut donc être déduit en utilisant ces distributions de champ d'ouvertures [15].

Une application de la méthode expliquée ci-dessus, aux patches ayant une géométrie séparable en systèmes de coordonnées rectangulaire et circulaire est décrite dans le paragraphe suivant.

b-4) ANNEAU CIRCULAIRE AVEC ALIMENTATION COAXIALE

Cette géométrie a été analysée par plusieurs auteurs [16],[17], [18], [19]. En utilisant l'analyse présentée ici, on a , pour l'anneau circulaire :

$$\begin{aligned}
u &= \varrho \\
v &= \phi \\
h_1 &= 1 \\
h_2 &= \varrho
\end{aligned}$$

Pour la section définie par $a \leq \rho \leq c$, les éléments du circuit équivalent π sont :

$$Y_{11} = \frac{jk_1 a}{\omega\mu} \frac{\Delta_1(a,c)}{\Delta(a,c)} \quad (88)$$

$$Y_{22} = \frac{-jk_1 c}{\omega\mu} \frac{\Delta_1(c,a)}{\Delta(c,a)} \quad (89)$$

$$Y_{12} = Y_{21} = \frac{2j}{\pi\omega\mu \Delta(a,c)} \quad (90)$$

$$\begin{aligned}
\text{où} \quad \Delta_1(\alpha,\beta) &= J'_n(k_1\alpha) Y_n(k_1\beta) - Y'_n(k_1\alpha) J_n(k_1\beta) \\
\Delta(\alpha,\beta) &= J_n(k_1\alpha) Y_n(k_1\beta) - Y_n(k_1\alpha) J_n(k_1\beta)
\end{aligned}$$

$J_n(x)$ et $Y_n(x)$ sont respectivement les fonctions de BESSEL et de NEUMANN d'ordre n tandis que $J'_n(x)$ et $Y'_n(x)$ représentent leurs dérivées premières par rapport à l'argument. L'analyse détaillée de l'impédance d'entrée est présentée dans l'article [13]. Les résultats théoriques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

L'antenne circulaire à forme de disque peut être analysée d'une manière analogue. Dans toutes les expressions de Y , on prendra $a \rightarrow 0$. Le circuit équivalent d'une telle structure est représenté en fig.32.

On devrait avoir normalement un circuit π sur le côté gauche, mais il a été réduit à un simple élément car, à l'origine du disque, le champ électrique sera soit maximum soit nul ; ceci dépendra du mode. Donc, en $\varrho = 0$, on aura soit un circuit ouvert, soit un court-circuit. L'expression de l'impédance d'entrée obtenue en résolvant le circuit de la fig.32 coïncide avec celle obtenue dans l'article [20].

La technique analytique pour la détermination de l'impédance d'entrée des patches mirco-ruban ayant une géométrie séparable peut être étendue aux réseaux de patches rectangulaires, d'anneaux circulaires, de disques circulaires, elliptiques etc. L'extension de la théorie de la ligne de transmission généralisée aux patches ayant des substrats diélectriques épais est également possible. Dans ce cas k_1 sera remplacé par $k_1^2 - k_z^2$ où k_z est la valeur propre dans la direction z et elle est égale à :

$$p\pi/h$$

où p désigne le numéro du mode dans la direction z . Il est évident que pour des substrats diélectriques minces, p sera supposé nul.

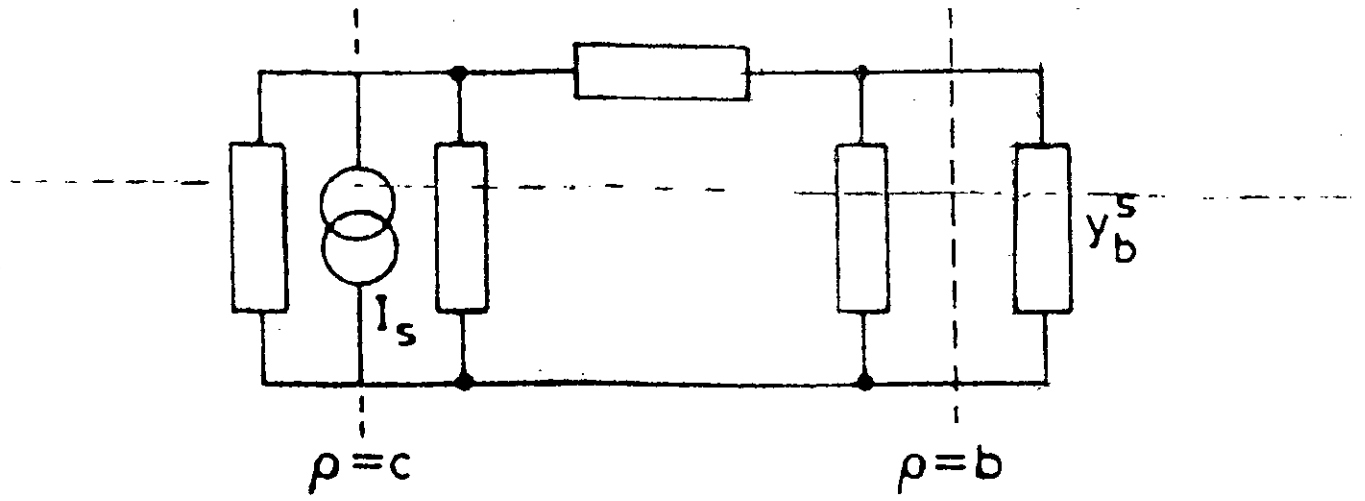


FIG 32 : Circuit équivalent d'une antenne patch à forme de disque circulaire

4-1-2-) L'ANNEAU CIRCULAIRE EN TANT QUE QUADRIPOLE

Dans la fig.27 qui représente la configuration d'une antenne plaque de type annulaire, le substrat utilisé a une épaisseur h et une constante diélectrique relative ϵ_r . Le courant d'alimentation (il s'agit d'un courant de surface sur la surface cylindrique fictive en $\rho=c$ dû à la ligne coaxiale d'alimentation) est indiqué par I_s . Il a une composante z uniquement lorsqu'il n'y a pas de variation le long de la direction z . L'épaisseur du substrat est considérée comme étant très petite par rapport à la longueur d'onde λ .

Cette antenne peut être considérée comme une ligne de transmission radiale chargée à son extrémité par des admittances sur ses périphéries dues aux ouvertures cylindriques rayonnantes des rayons a et b . Notre analyse sera basée sur le mode de ligne de transmission généralisée (GTLM) avec un seul indice concernant le mode TM_n . Ici, l'indice n indique une valeur angulaire propre. Dans une cavité, les modes sont représentés par deux indices distincts m et n , l'indice m étant associé à la valeur propre de la fonction radiale. Le mode de ligne de transmission avec un seul indice est équivalent à la somme des modes de cavité ayant double indice, l'indice de la somme étant m . En d'autres termes, on a :

$$TM_n = \sum_m TM_{nm}$$

Ainsi, l'analyse du mode TM_n tient en compte l'effet des modes de cavité TM_{nm} avec $m = 0, 1, 2, \dots$ etc. Les caractéristiques d'un mode de cavité particulier sont obtenues à partir du mode de ligne de transmission TM_n , aux alentours de la fréquence de résonance du mode de la cavité.

La ligne de transmission étant un circuit passif, la réciprocity sera valable et doit être prise en considération, autrement l'on ne pourrait pas appliquer les théorèmes des circuits usuels. Ceci exige évidemment des définitions appropriées des tensions modales et des courants modaux. Dans le cas du modèle de ligne de transmission généralisée pour un patch rectangulaire, la tension modale et le courant modal sont représentés respectivement par le champ électrique E_z et le champ magnétique H_x , la propagation ayant lieu, bien entendu, selon la direction y . En utilisant ces définitions, on peut montrer que le principe de réciprocity est effectivement valable.

Dans le cas d'une structure circulaire, on peut définir, la tension modale comme $E_{zn}(\rho)$ et le courant modal comme $\pm \rho H_{\phi n}(\rho)$ si la puissance de propagation suit la direction ρ ou bien si cette même puissance a lieu dans la direction $-\rho$. Dans cette étude, $E_{zn}(\rho)$ représente la fonction radiale du champ électrique dirigé selon la direction z tandis que $H_{\phi n}(\rho)$ indique le champ magnétique dirigé selon la direction ϕ pour le mode TM_n . Ces deux grandeurs sont exprimées mathématiquement de la manière suivante :

$$E_{zn}(\rho) = A_n J_n(k_1 \rho) + B_n Y_n(k_1 \rho) \quad (91)$$

$$H_{\phi n}(\rho) = \frac{-jk_1}{\omega \mu} [A_n J'_n(k_1 \rho) + B_n Y'_n(k_1 \rho)] \quad (92)$$

où $J'_n(x)$ est la dérivée de la fonction de Bessel $J_n(x)$ d'ordre n par rapport à son argument x ; $Y'_n(x)$ en revanche, n'est rien d'autre que la dérivée de la fonction de Neumann $Y_n(x)$ par rapport à son argument x , A_n et B_n sont deux constantes arbitraires tandis que $k_1 = \omega (\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r)^{1/2}$ représente le nombre d'onde dans le substrat diélectrique.

La solution complète pour le mode TM_n est donnée par les expressions suivantes

$$E_{zn} = E_{zn}(\rho) f_n(\phi) \quad (93)$$

$$H_{\phi n} = H_{\phi n}(\rho) f_n(\phi) \quad (94)$$

où $f_n(\phi)$ est une combinaison linéaire de $\cos n\phi$ et $\sin n\phi$. Désignons par I_1 et I_2 les courants fournis par les dipôles 1 et 2 respectivement. Dans le modèle GTLM, les courants de source sont exprimés en termes de courants de surface qui circulent sur les surfaces fictives en $\rho=c$ et $\rho=b$ respectivement [10, 13]. On peut donc les exprimer de la manière suivante

$$I_1^s = \frac{I_1}{c} \delta(\phi - \phi_f) \quad \text{en } \rho=c \quad (95)$$

et

$$I_2^s = \frac{I_2}{b\Delta\phi} \left[u\left(\phi + \frac{\Delta\phi}{2}\right) - u\left(\phi - \frac{\Delta\phi}{2}\right) \right] \quad \text{en } \rho = b \quad (96)$$

avec $W = b\Delta\phi$

Dans ces équations $\delta(x)$ et $u(x)$ sont respectivement le delta de Dirac et la fonction échelon unité. Etant donné que le dipôle 1 est alimenté par un câble coaxial mince, la fonction delta de Dirac représentera le courant de surface. D'autre part, le courant dans le dipôle 2 sera considéré comme étant uniformément distribué sur la largeur W , étant donné que cette dernière est très petite par rapport à la longueur d'onde de travail.

Les champs électrique et magnétique pour le mode TM_n à l'intérieur de la structure, dûs à ces excitations de courant de surface auront donc pour expressions :

$$E_{zn}^{(e)} = E_n^{(e)}(\rho) \cos n\phi \quad (97)$$

$$E_{zn}^{(o)} = E_n^{(o)}(\rho) \sin n\phi \quad (98)$$

$$H_{\phi n}^{(e)} = H_n^{(e)}(\rho) \cos n\phi \quad (99)$$

$$H_{\phi n}^{(o)} = H_n^{(o)}(\rho) \sin n\phi \quad (100)$$

où les signes (e) et (o) représentent les modes pairs et impairs respectivement. $E_n(\rho)$ et $H_n(\rho)$ sont des combinaisons linéaires des fonctions de BESSEL et de NEUMANN et sont données par les expressions (91) et (92) respectivement.

Comme cela a été dit précédemment, et selon le modèle GTLM le champ électrique $E_{zn}(\rho)$ est considéré comme la tension modale tandis que $\pm \rho H_{\phi n}(\rho)$ est le courant modal dans la géométrie circulaire [10.13].

Etant donné que les courants modaux pour les modes TM pairs et impairs ont des variations de type $\cos n\phi$ et $\sin n\phi$ respectivement, le courant fourni pour les modes correspondants aura des variations similaires.

Soient $I_{1n}^{(e)} \cos n\phi$ et $I_{2n}^{(e)} \cos n\theta$ les courants modaux fournis par les deux dipôles pour le mode pair TMn. De même indiquons par $I_{1n}^{(o)} \sin n\phi$ et $I_{2n}^{(o)} \sin n\theta$ les courants modaux pour le mode impair fournis par les dipôles 1 et 2 respectivement. La discontinuité des champs magnétiques en $\rho = c$ et $\rho = b$ s'exprime ainsi :

$$-\sum_{n=0}^{\infty} [I_{1n}^{(e)} \cos n\phi + I_{1n}^{(o)} \sin n\phi] = c I_1^s \quad (101)$$

et

$$-\sum_{n=0}^{\infty} [I_{2n}^{(e)} \cos n\phi + I_{2n}^{(o)} \sin n\phi] = b I_2^s \quad (102)$$

En utilisant les développements des séries de Fourier dans les seconds membres de ces équations, on obtient :

$$I_{1n}^{(e)} = -\frac{I_1}{\pi\sigma_n} \cos(n\phi_f) \quad (103)$$

$$I_{1n}^{(o)} = -\frac{I_1}{\pi\sigma_n} \sin(n\phi_f) \quad (104)$$

$$I_{2n}^{(e)} = -\frac{I_2}{\pi\sigma_n} \frac{\sin\left(\frac{n\Delta\phi}{2}\right)}{\left(\frac{n\Delta\phi}{2}\right)} \quad (105)$$

$$I_{2n}^{(o)} = 0$$

$$\text{où } \sigma_0 = 2 \quad \text{et} \quad \sigma_n = 1 \quad \text{pour } n \neq 0$$

De ces équations, on tire pour $\phi_f = 0$

$$I_{1n}^{(o)} = 0$$

Ceci indique que l'anse de l'anneau circulaire n'a point d'effet sur les modes impairs. En outre, lorsque $n=0$ on a :

$$I_{2n}^{(o)} = I_{1n}^{(o)} = 0 \quad (106)$$

Ceci implique que le mode TM₀ n'existe pas.

Ces équations indiquent également la localisation de la position de l'alimentation ϕ_f pour un mode particulier. Par exemple, lorsque $n=1$, ϕ_f doit être égale à $\pm 45^\circ$ pour pouvoir exciter, d'une manière égale, des modes pairs et impairs. Cependant pour $n=2$, ϕ_f doit être égale à $\pm 22,5^\circ$, pour pouvoir exciter de façon égale ces mêmes modes pairs et impairs.

D'une manière générale, la localisation de l'alimentation pour le mode TMn est déterminée à partir de l'équation :

$$\tan^2 (n\phi_f) = 1 \quad (107)$$

a) REPRESENTATION DU CIRCUIT EQUIVALENT

En utilisant les définitions de tension et courant modaux , l'admittance pour le mode TMn en un point ρ est donnée par :

$$\bar{y}_n(\rho) = \frac{\rho H_{\phi_n}(\rho)}{E_{zn}(\rho)} \quad \text{pour } \rho < c \quad (108)$$

et

$$\bar{y}_n(\rho) = \frac{-\rho H_{\phi_n}(\rho)}{E_{zn}(\rho)} \quad \text{pour } \rho > c \quad (109)$$

Indiquons par $\bar{y}_n^t(a)$ et $\bar{y}_n^t(b)$ les admittances de charge pour le mode TMn aux parois rayonnantes en $\rho=a$ et $\rho=b$ respectivement. Ces admittances de charge actives peuvent être exprimées en termes d'admittance propres \bar{y}_n^s et mutuelles \bar{y}_n^m

L'admittance de paroi active en $\rho=b$ est :

$$\bar{y}_n^t(b) = - \frac{b[H_{\phi_n}(b) + H_{\phi_n}^a(b)]}{E_{zn}(b)} \quad (110)$$

où $H_{\phi_n}(b)$ représente le champ magnétique en $\rho=b$ créé par le courant magnétique situé également en $\rho=b$ et $H_{\phi_n}^a(b)$ est le champ magnétique en $\rho=b$ créé par le courant magnétique en $\rho=a$. Ces courants magnétiques sont les courants magnétiques équivalents dûs à la distribution de champ électrique en $\rho=b$ et $\rho=a$ respectivement, pour le mode TMn.

En écrivant :

$$\frac{-bH_{\phi_n}(b)}{E_{zn}(b)} = \bar{y}_n^s(b)$$

et

$$\frac{bH_{\phi_n}^a(b)}{E_{zn}(a)} = \bar{y}_n^m(a,b)$$

la relation (110) devient

$$\bar{y}_n^t(b) = \bar{y}_n^s(b) - \frac{E_{zn}(a)}{E_{zn}(b)} \bar{y}_n^m(a,b) \quad (111)$$

Cette équation peut être modifiée de la manière suivante :

$$\bar{y}_n^t(b) = \bar{y}_n^s(b) - \bar{y}_n^m(a,b) + \frac{E_{zn}(b) - E_{zn}(a)}{E_{zn}(b)} \cdot \bar{y}_n^m(a,b) \quad (112)$$

De même pour l'ouverture rayonnante en $\rho = a$

$$\bar{y}_n^t(a) = \bar{y}_n^s(a) - \bar{y}_n^m(b,a) + \frac{E_{zn}(a) - E_{zn}(b)}{E_{zn}(a)} \bar{y}_n^m(b,a) \quad (113)$$

A partir des expressions ci-dessus de $\bar{y}_n^-(t)$ nous pouvons tracer le circuit équivalent de l'antenne plaque de forme annulaire, pour le nième mode. Un tel circuit est représenté ci-dessous par la fig.33.

Dans ce circuit I_{1n}^s représente le courant d'alimentation correspondant au mode TM_n. Ce courant s'obtient à partir de la condition de continuité du champ magnétique (et donc du courant modal) en $\rho=c$, et en prélevant le nième terme du développement en série de Fourier de I_1^s . I_{1n}^s est donné par l'expression suivante :

$$I_{1n}^s = - \frac{I_1}{\pi \sigma_n} \quad (114)$$

avec $\sigma_0=2$ et $\sigma_n=1$ pour $n>0$

Il est lié au courant de surface I_1^s à travers l'expression :

$$I_1^s = I_1 \delta(\phi) / c$$

Le circuit équivalent représenté par la fig. 33 ne peut pas convenir quant au calcul de l'impédance d'entrée. Il a besoin d'être simplifié. La première étape dans cette opération remplace chaque tronçon de LT par un circuit en π équivalent, comme indiqué en fig.34

Pour ce faire, on détermine d'abord la matrice admittance du quadripôle. Celle-ci sera utilisée pour la détermination des paramètres g du réseau π . La matrice admittance est définie de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} I_B \\ I_C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_B \\ V_C \end{bmatrix} \quad (115)$$

où

$$\begin{aligned} I_B &= b H_{\phi n}(b) \\ I_C &= -c H_{\phi n}(c) \\ V_B &= E_{zn}(b) \\ V_C &= E_{zn}(c) \end{aligned}$$

L'élément Y_{11} de la matrice, par définition, est donné par l'expression

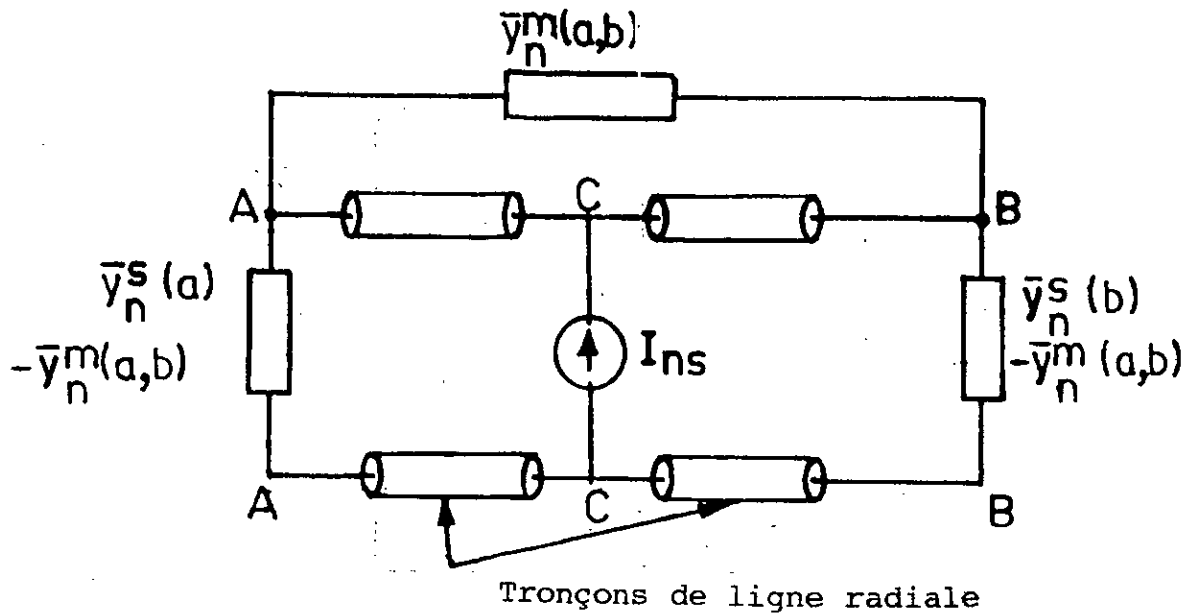


FIG 33 : Circuit équivalent d'une antenne plaque à forme d'anneau circulaire relatif au nième mode

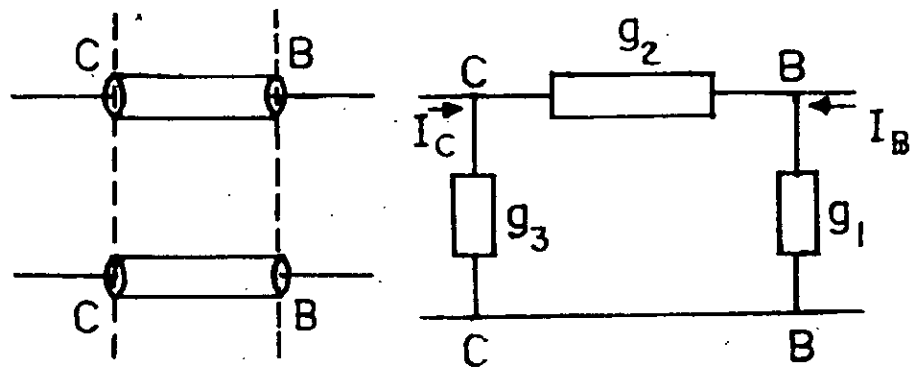


FIG 34 : Réseau π équivalent d'une section de ligne de transmission radiale

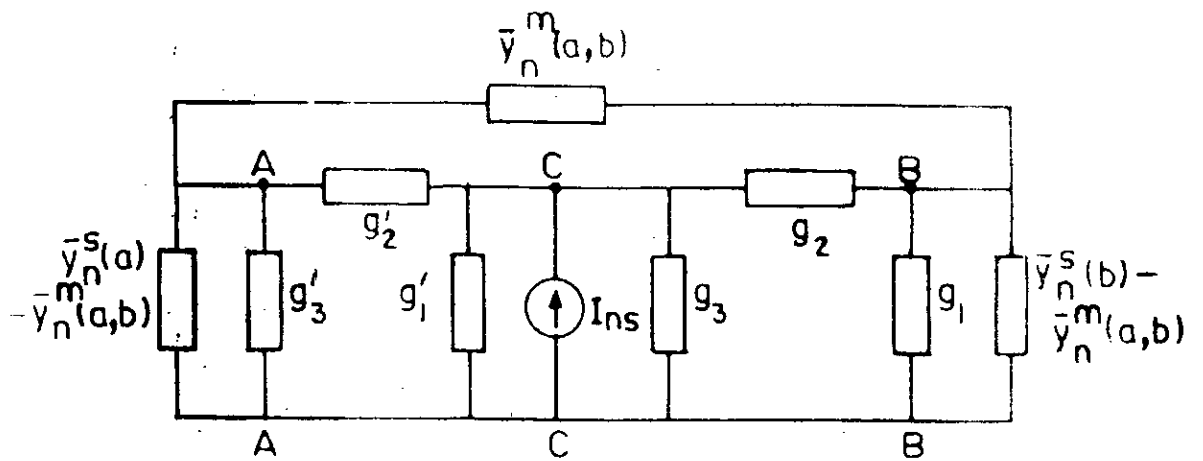


FIG 35 : Circuit équivalent de l'antenne obtenu en remplaçant sections de ligne de transmission par des reseaux

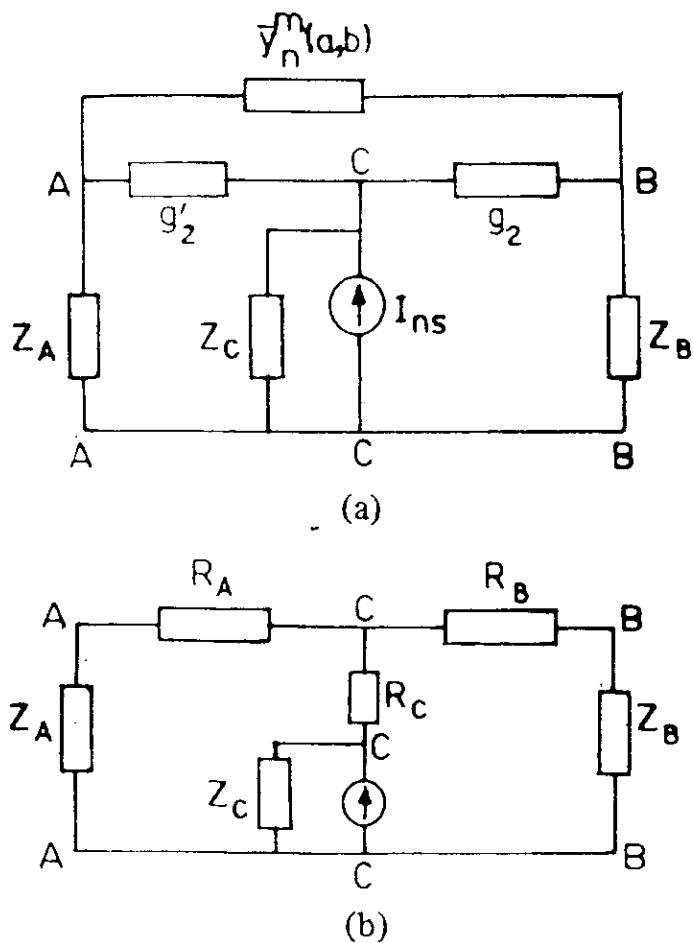


FIG 36 : Formes simplifiées du circuit équivalent de la figure 35

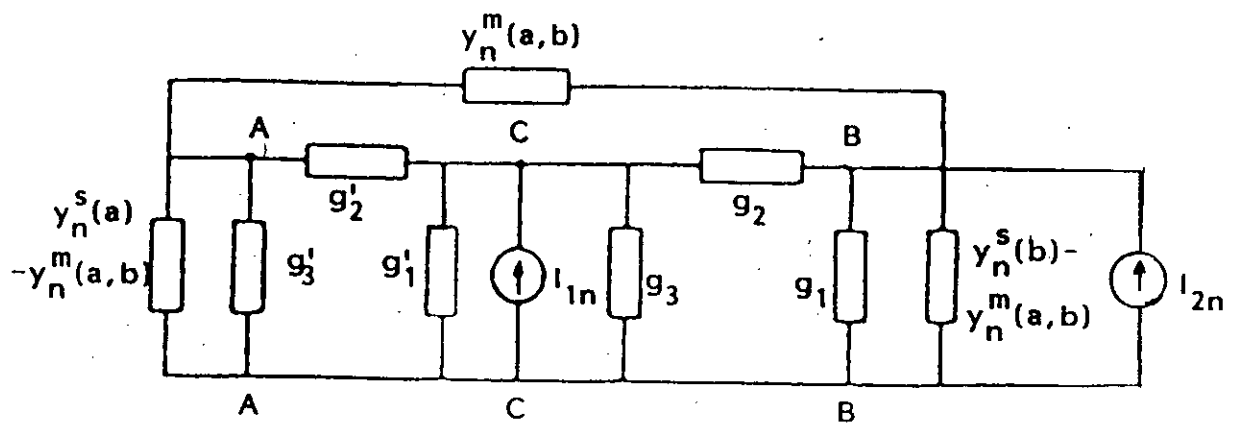


FIG 37 : Représentation du réseau à deux ports de l'antenne annulaire pour le mode TM_n

$$Y_{11} = \frac{I_B}{V_B} \Big|_{V_C=0} = \frac{bH_{zn}(b)}{E_{zn}(b)} \Big|_{V_C=0} \quad (116)$$

Les composantes de champ électrique et de champ magnétique qui apparaissent dans la relation (116) sont obtenues à partir des relations (91) et (92).

De la relation (91), la condition $V_C=0$ nous donne :

$$\frac{B_n}{A_n} = \frac{J_n(K_{1c})}{Y_n(K_{1c})} \quad (117)$$

par conséquent, la relation (116) devient :

$$Y_{11} = - \frac{jK_1 b \cdot \frac{J'_n(K_1 b) Y_n(K_1 c) - Y'_n(K_1 b) J_n(K_1 c)}{J_n(K_1 b) Y_n(K_1 c) - Y_n(K_1 b) J_n(K_1 c)} - jK_1 b}{\omega\mu} \frac{\Delta_1(b,c)}{\Delta(b,c)} \quad (118)$$

où

$$\Delta_1(b,c) = J'_n(K_1 b) Y_n(K_1 c) - Y'_n(K_1 b) J_n(K_1 c) \quad (119)$$

et

$$\Delta(b,c) = J_n(K_1 b) Y_n(K_1 c) - Y_n(K_1 b) J_n(K_1 c) \quad (120)$$

D'une manière analogue, on obtient :

$$Y_{12} = \frac{2j}{\omega\pi\mu\Delta(c,b)} \quad (121)$$

où $\Delta(c,b)$ est défini de la même manière que $\Delta(b,c)$ dans la relation (120). L'expression de Y_{21} peut être obtenue d'une manière similaire.

On trouve que :

$$Y_{12} = Y_{21}$$

La réciprocité est donc valable, ce qui justifie la définition d'admittance donnée dans la relation (108) et la relation (109).

L'expression de Y_{22} est donnée par :

$$Y_{22} = \frac{jK_1 c}{\omega\mu} \frac{\Delta_1(c,b)}{\Delta(c,b)} \quad (122)$$

Les éléments de la matrice Y obtenus ci-dessus permettent de déterminer les paramètres g du circuit π donné par la fig. 34.

Les expressions des paramètres g sont données de la manière suivante :

$$g_2 = -Y_{12} = \frac{-2j}{\pi\omega\mu} \frac{1}{\Delta(c,b)} \quad (123)$$

$$g_1 = Y_{11} + Y_{12} = - \frac{j}{\omega\mu\Delta(b,c)} \left[K_1 b \Delta_1(b,c) + \frac{2}{\pi} \right] \quad (124)$$

$$g_3 = Y_{22} + Y_{12} = \frac{j}{\omega \mu \Delta(c,b)} \left[K_1 c \Delta_1(c,b) + \frac{2}{\pi} \right] \quad (125)$$

En remplaçant les sections de ligne de transmission de la fig.33 par les circuits π équivalents dérivés ci-dessus, on obtient le circuit équivalent de l'antenne représenté par la fig.35.

Les expressions de g'_1 , g'_2 et g'_3 sont obtenues en remplaçant b par c et c par a dans les expressions de g_1 , g_2 et g_3 , c'est-à-dire dans les relations (124), (123) et (125) respectivement.

Le circuit indiqué en fig.35 peut être simplifié, comme le montre le schéma de la fig.36a.

Dans ce circuit équivalent, les paramètres Z sont donnés par les expressions suivantes :

$$Z_A = [\bar{y}_n^s(a) - \bar{y}_n^m(a,b) + g'_3]^{-1} \quad (126)$$

$$Z_B = [\bar{y}_n^s(b) - \bar{y}_n^m(a,b) + g'_1]^{-1} \quad (127)$$

$$Z_C = [g_3 + g'_1]^{-1} \quad (128)$$

Ce circuit peut être encore simplifié, comme l'indique la fig.36b. On a alors :

$$R_A = (R_1 - R_2 + R_3) / 2 \quad (129)$$

$$R_B = (R_1 + R_2 - R_3) / 2 \quad (130)$$

$$R_C = (R_2 + R_3 - R_1) / 2 \quad (131)$$

avec

$$R_1 = \left[\frac{g_2 g'_2}{g_2 + g'_2} + y_n^m(a,b) \right]^{-1} \quad (132)$$

$$R_2 = \left[g_2 + \frac{\bar{y}_n^m(a,b) g'_2}{g'_2 + \bar{y}_n^m(a,b)} \right]^{-1} \quad (133)$$

$$R_3 = \left[g'_2 + \frac{\bar{y}_n^m(a,b) g_2}{g_2 + \bar{y}_n^m(a,b)} \right]^{-1} \quad (134)$$

Ainsi donc, le schéma définitif du circuit quadripôle d'une antenne circulaire de type annulaire pour le mode TM_n pair est indiqué en fig.37. Le circuit équivalent pour le mode TM_n impair, et comme cela a été dit précédemment, sera exactement le même, étant donné que l'anse de l'antenne n'a point d'effet sur ces modes.

Nous avons vu, dans le paragraphe précédent que $\bar{y}_n^s(a,b)$ et $\bar{y}_n^m(a,b)$ sont données par :

$$\bar{y}_n^s(b) = \frac{-b H_{0n}(b)}{E_{zn}(b)} \quad (135)$$

$$\bar{y}_n^m(a,b) = \frac{-b H_{0n}^a(b)}{E_{zn}(a)} \quad (136)$$

Nous verrons l'expression de $\bar{y}_n^s(b)$ dans le prochain paragraphe. Nous avons donc développé la représentation circuitale du réseau quadripôle par le truchement du schéma final de la fig.37.

En réalité, le dipôle 2 est chargé par l'anse périphérique de l'antenne. La détermination de l'impédance de l'anse devient nécessaire pour le calcul de l'impédance offerte par le mode pair. L'objet du prochain paragraphe sera donc le calcul de l'impédance de l'anse.

b - IMPEDANCE DE L'ANSE.

Pour faire l'estimation de l'impédance offerte par l'anse périphérique de l'antenne annulaire en question, nous considérons l'anse rectangulaire comme une ligne de transmission planeaire de longueur $l + \Delta l$ et de largeur W , terminée par un circuit ouvert. La longueur de la ligne a été prise légèrement plus grande que sa longueur physique afin de tenir compte des effets du champ de bord à sa terminaison ouverte. La constante de propagation β , l'impédance caractéristique Z_c de cette ligne ainsi que la valeur de Δl sont données par les expressions suivantes [2.,21].

$$\beta = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_e}}{\lambda_0} \quad (137)$$

$$Z_0 = \frac{377}{2\sqrt{\epsilon_r}} \left[\frac{w}{2h} + 0,441 + 0,082 \frac{(\epsilon_r - 1)}{\epsilon_r^2} + \frac{(\epsilon_r + 1)}{2\pi\epsilon_r} \left\{ 1,451 + \ln\left(\frac{w}{2h} + 0,94\right) \right\} \right]^{-1} \quad (138)$$

$$\Delta l = 0,412 h \frac{\epsilon_r + 0,3}{\epsilon_r - 0,258} \left\{ \frac{w/h + 0,264}{w/h + 0,8} \right\} \quad (139)$$

avec

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} (1 + 12h/w)^{-1/2} \quad (140)$$

L'impédance ramenée sera donc donnée par l'expression ;

$$Z_L = -jZ_0 \cot(\beta(l + \Delta l)) \quad (141)$$

Cette impédance Z_L de l'anse est le rapport entre la tension et le courant au niveau du dipôle 2. Cependant, dans le circuit équivalent de la fig.37, la tension modale et le courant modal au dipôle 2 sont respectivement le champ électrique dirigé selon la direction Z et le courant I_{2n} . L'impédance correspondante sera donc modifiée en conséquence. Au vu des définitions des quantités modales, l'impédance de l'anse devient

$$Z_{\text{ear}} = \frac{E_z}{I_{2n}^{(e)}} = \frac{-hE_z}{\frac{I_z h \sin(n\Delta\phi/2)}{\pi\sigma_n}} = \frac{\pi\sigma_n n\Delta\phi}{2h \sin\left(\frac{n\Delta\phi}{2}\right)} Z_L \quad (142)$$

4-2) IMPEDANCE D'ENTREE

L'impédance d'entrée vue par l'alimentation coaxiale peut être obtenue à partir de la connaissance des impédances du mode pair et du mode impair. L'impédance du mode pair est l'impédance vue par I_{1n} lorsque I_{2n} est remplacé par la charge Z_{ear} dans le circuit équivalent de la fig.37. Cependant, l'impédance d'entrée du mode impair peut être déterminée en posant $I_{2n} = 0$ dans le même circuit équivalent.

Désignons par $Z_n^{(e)}$ et $Z_n^{(o)}$ respectivement les impédances des modes pair et impair. On a donc :

$$Z_n^{(e)} = \frac{E_n^{(e)}(c)}{I_{1n}^{(e)}} \quad (143)$$

$$Z_n^{(o)} = \frac{E_n^{(o)}(c)}{I_{1n}^{(o)}} \quad (144)$$

L'impédance d'entrée résultante, vue par l'alimentation coaxiale sera :

$$Z_{\text{in}} = \frac{V_1}{I_1} = \frac{-h[E_n^{(e)}(c) \cos(n\phi_i) + E_n^{(o)}(c) \sin(n\phi_i)]}{I_1} \quad (145)$$

En combinant entre elles les relations (103), (104), (143), (144) et (145) on aura finalement :

$$Z_{\text{in}} = \frac{h}{\pi\sigma_n} [Z_n^{(e)} \cos^2(n\phi_i) + Z_n^{(o)} \sin^2(n\phi_i)] \quad (146)$$

En particulier, en cas d'absence de l'anse périphérique, on aura :

$$Z_n^{(e)} = Z_n^{(o)} = Z$$

et dans ce cas

$$Z_{\text{in}} = \frac{h}{\pi\sigma_n} Z \quad (147)$$

Ce même résultat peut être obtenu en faisant référence à la fig.38(b).

L'impédance Z vue par le courant I_{in} sera :

$$Z = \{ [(Z_A + R_A) // (Z_B + R_B)] + R_c \} // Z_c$$

$$Z = \frac{E_{zn}(c)}{I_{in}^s}$$

Par conséquent, l'impédance vue par l'alimentation est donnée par [114] :

$$Z_{in} = \frac{-hE_{zn}(c)}{I_1} = \frac{h}{\pi\sigma_n} \cdot \frac{E_{zn}(c)}{I_{in}^s} = \frac{h}{\pi\sigma_n} Z$$

4-3) ADMITTANCE DE PAROI

Une évaluation des champs à l'intérieur de la cavité comporte la connaissance des admittances de paroi $\bar{y}_n^{(a)}$ (a) et $\bar{y}_n^{(b)}$ (b) qui sont données respectivement par les relations (113 et 112).

L'admittance de paroi totale y est exprimée en termes d'admittances propres et mutuelles.

L'admittance propre $\bar{y}_n^s(b)$, par définition, est donnée par la relation suivante :

$$y_n^s(b) = \frac{b \langle B, B \rangle}{\iint_{S_B} E_{zn}^2(b) ds} \quad (148)$$

où $\langle B, B \rangle$ est l'auto-réaction relative à la source de courant magnétique équivalente localisée en $\rho = b$ soit :

$$\langle B, B \rangle = - \iint_{S_B} H_{\phi n}(b) E_{zn}(b) ds \quad (149)$$

De même, l'admittance mutuelle entre les deux sources situées l'une en $\rho = b$ et l'autre $\rho = a$ est obtenue à partir de :

$$\bar{y}_n^m(a,b) = \frac{-b \langle A, B \rangle}{\iint_{S_B} E_{zn}(a) E_{zn}(b) ds} \quad (150)$$

avec

$$\langle A, B \rangle = - \iint_{S_B} H_{\phi n}^a(b) E_{zn}(b) ds \quad (151)$$

Dans les expressions ci-dessus $H_{\phi n}^a(b)$ représente le champ magnétique produit en $\rho = b$ par la source localisée en $\rho = a$, tandis que $H_{\phi n}(b)$ est le champ magnétique, produit en $\rho = b$ par la source localisée en $\rho = b$; S_B , par contre, est l'aire de l'ouverture .

Etant donné que :

$$\langle A, B \rangle = \langle B, A \rangle$$

en vertu du théorème de Lorentz, alors :

$$\bar{y}_n^m(a,b) = \bar{y}_n^m(b,a)$$

L'admittance de surface \bar{y}_n^s associée au nième mode est définie dans l'équation :

$$H_{\phi n} = -\bar{y}_n^s E_{zn} \quad (\text{en } \rho=a)$$

Cette équation constitue une des conditions aux limites relative à la détermination des champs à l'intérieur de la cavité, cette dernière représentant une modélisation de l'antenne en question.

Cette condition aux limites équivaut à faire l'hypothèse que la cavité est limitée en $\rho=a$ par une admittance de surface \bar{y}_n^s . La partie réelle de cette admittance :

$$\bar{y}_n^s = \bar{g}_n^s + j\bar{b}_n^s$$

est liée à la puissance totale rayonnée par la relation [20]

$$\bar{g}_n^s = \frac{1}{2} \frac{\text{Prad}}{|E_z|^2 ds}$$

a) ADMITTANCE PROPRE

L'admittance propre peut être décomposée en deux parties : la conductance propre \bar{g}_n^s et la susceptance propre \bar{b}_n^s . L'expression de la conductance propre \bar{g}_n^s pour le mode TMn est donnée comme cela a été indiqué précédemment par [20] et [13] :

$$\bar{g}_n^s = \frac{h}{2(1 + \delta_n)\eta_0} [(1 + \delta_n) (k_0 b)^2 I_1 + n^2 (1 - \delta_n) I_2] \quad (152)$$

où $\eta_0 = (\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2}$
 $\delta_n = 1$ pour $n = 0$
 $\delta_n = 0$ pour $n > 0$

$$I_1 = \int_0^\pi [J'_n(k_0 b \sin\theta)]^2 \sin\theta d\theta \quad (153)$$

$$I_2 = \int_0^\pi (\cos^2\theta / \sin\theta) J_n^2(k_0 b \sin\theta) d\theta \quad (154)$$

Une expression similaire peut être obtenue pour $\bar{g}_n^s(a)$ en remplaçant b par a dans les équations précédentes .

L'expression de la susceptance de paroi $\bar{b}_n^s(b)$ pour le mode TMn a été obtenue à partir du modèle de paroi magnétique. Le rayon effectif pour un disque circulaire

microruban est utilisé ici pour modéliser l'effet de champ de bord pour l'anneau circulaire qui est l'objet de notre étude. Le rayon effectif b_e est donné par [22] et [13] :

$$b_e = b(1 + (2hx/\pi b \epsilon_r))^{1/2} \quad (155)$$

$$\text{où : } x = \ln(b/2h) + 1.41 \epsilon_r + 1.77 + (h/b)(0.268 \epsilon_r + 1.65) \quad (156)$$

L'effet de champ de bord sur la capacitance d'un disque micro-ruban circulaire avec le formalisme des équations intégrales duelles a été étudié dans la littérature. En utilisant notamment une approche semi-numérique, on peut obtenir une formulation approximative de la capacitance du disque. Une approximation asymptotique de cette capacitance, lorsque $(h/b) \rightarrow 0$ est de la forme :

$$C \sim (b^2 \pi \epsilon_r \epsilon_0 / h) [1 + (2h/\pi \epsilon_r b)(\ln(b/2h) + g(\epsilon_r, h/b))] + 0(1)$$

Une expression analytique de la fonction $g(\epsilon_r, h/b)$ est difficile à obtenir. D'autre part, on peut remarquer qu'en ce qui concerne le diélectrique, par rapport à l'espace libre, on a le terme :

$$-(4 \epsilon_r^3 / (1 - \epsilon_r^2)) \sum_{n=2}^{\infty} n^2 \ln n [(1 - \epsilon_r)/(1 + \epsilon_r)]^n$$

qui est une fonction linéaire en ϵ_r . Ceci nous amène à croire que la fonction $g(\epsilon_r, h/b)$ est également une fonction linéaire de ϵ_r . La valeur numérique de la capacitance est donc évaluée pour $\epsilon_r = 1$ et 8,5 en correspondance de $h/b = 0,1$ et $h/b = 0,5$. En interpolant entre $\epsilon_r = (1,8,5)$ et $h/b = (0,1 ; 0,5)$ on obtient la formule suivante :

$$C \sim (b^2 \pi \epsilon_r \epsilon_0 / h) \{1 + (2h/\pi \epsilon_r b) [(\ln(b/2h) + (1,41 \epsilon_r + 1,77) + (h/b)(0,268 \epsilon_r + 1,65))]\}$$

On peut noter que le premier terme est égale à la capacitance lorsqu'on néglige les champs de bord. Pour les termes qui tiennent compte des effets de champ de bord, le terme logarithmique est dû au champ émanant des charges à la surface supérieur du disque et il est donc indépendant de ϵ_r . Les termes d'ordre supérieur restants sont essentiellement les résultats des effets des champs de bord aux abords du disque et sont dépendants de ϵ_r et h/b .

Le rayon effectif b_e est donc donné par [155] :

et le rayon effectif a_e par :

$$a_e = a(1 - (2hx'/\pi a \epsilon_r))^{1/2} \quad (157)$$

où x' est obtenue en remplaçant b par a dans la (155). étant donné qu'en $\varphi = b_e$, il y a une paroi magnétique, alors :

$$H\Phi_n(b_e) = 0$$

En utilisant cette condition, on trouve l'expression suivante de la susceptance de paroi.

$$b_n^s(b) = -(bH\Phi_n(b) / jE_{zn}(b)) = (k_1 b / \omega\mu) \frac{J'_n(k_1 b) Y'_n(k_1 b_e) - Y'_n(k_1 b) J'_n(k_1 b_e)}{J_n(k_1 b) Y'_n(k_1 b_e) - Y_n(k_1 b) J'_n(k_1 b_e)}$$

ou bien

$$b_n^s(b) = -(k_1 b / \omega\mu) [J'_n(k_1 b) Y'_n(k_1 b_e) - Y'_n(k_1 b) J'_n(k_1 b_e)] / \Delta_1(b_e, b) \quad (158)$$

b) ADMITTANCE MUTUELLE [23] et [13]

Dans le modèle de courant magnétique des antennes plaques, la composante de champ électrique d'ouverture tangentielle à l'interface diélectrique/air est remplacée par une source de courant magnétique équivalent. Si on utilise cette approche, la distribution de courant magnétique équivalent consiste en deux sources de courant circulaires, coplanaires et concentriques, de rayons a et b dans le vide.

L'intensité des courants magnétiques équivalents sera indiquée par I_a et I_b respectivement.

Pour le mode TM_n, la composante azimutale de la distribution de courant magnétique équivalent en $r = a$ est donnée par :

$$I_a = M_a \cos \alpha \quad (159)$$

Dans le système de coordonnées montré en fig.38, les composantes de courant dirigées selon x et y et correspondant à I_a dans l'équation (159) sont données par :

$$M_{ax} = -M_a \cos \alpha \sin \alpha \quad (160)$$

$$M_{ay} = M_a \cos^2 \alpha \quad (161)$$

Considérons maintenant un petit secteur se trouvant entre l'angle α et l'angle $\alpha + d\alpha$. Le potentiel vecteur électrique créé par le segment de courant magnétique est donné par

$$dF_x = (e^{jk_1 r_1} / 4\pi r_1) M_{ax} a d\alpha \quad (162)$$

$$dF_y = (e^{jk_1 r_1} / 4\pi r_1) M_{ay} a d\alpha \quad (163)$$

$$dF_z = 0 \quad (164)$$

où r_1 est la distance du point d'observation (x,y,z) au point de milieu de la petite source de courant en considération. Elle est donnée par

$$r_1 = [(x - a \cos \alpha)^2 + (y - a \sin \alpha)^2 + z^2]^{1/2} \quad (165)$$

Le champ électrique dE au point d'observation, pour cette petite source, peut être

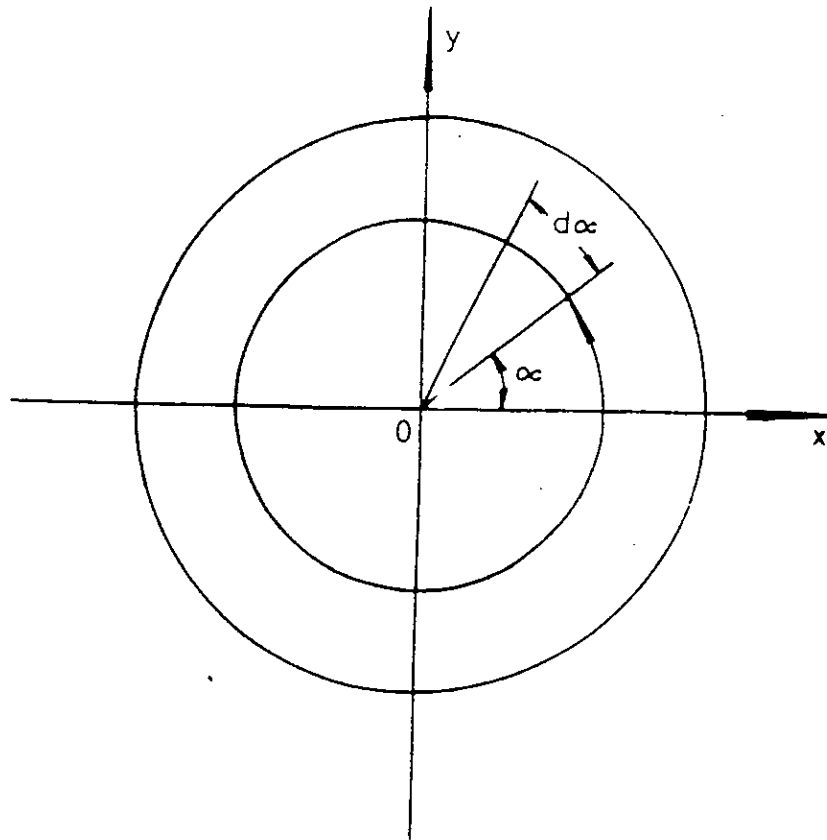
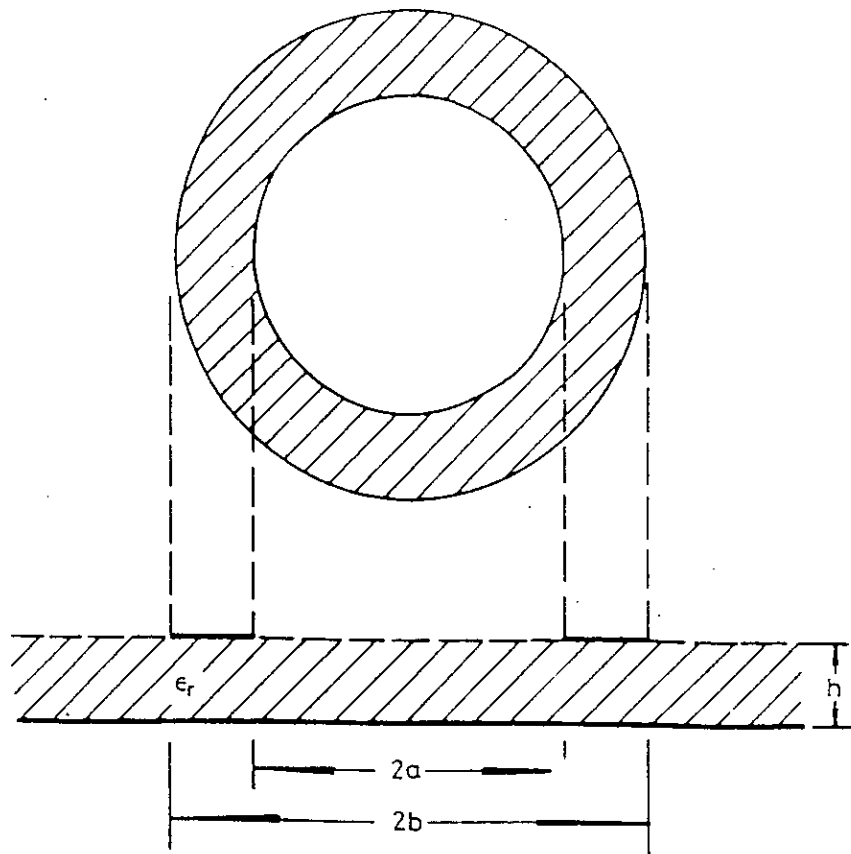


FIG 38 : Systeme de coordonnees

obtenu de la relation :

$$\vec{dE} = -\vec{\nabla} \times \vec{dF} \quad (166)$$

$$dE_x = -(M_{ay} a d\alpha / 4\pi)(e^{jkr_1} / r_1^3) (1 + jkr_1)z \quad (167)$$

$$dE_y = (M_{ax} a d\alpha / 4\pi)(e^{jkr_1} / r_1^3)(1 + jkr_1)z \quad (168)$$

$$dE_z = (M_a(\cos\alpha)a.d\alpha / 4\pi)(e^{jkr_1} / r_1^3)(1 + jkr_1) (y \sin\alpha + x \cos\alpha - a) \quad (169)$$

Ce champ électrique obtenu à travers ces équations sera utilisé pour déterminer la composante azimutale du champ magnétique en $r = b$ et $z = 0$

L'équation de Maxwell suivante :

$$\vec{dH} = -(1/j\omega\mu)\vec{\nabla} \times \vec{dE} \quad (170)$$

donne :

$$dH_{x_{z=0}} = [(-1/j\omega\mu)(aM_a \cos\alpha d\alpha / 4\pi)(e^{jkr_1} / r_1^3)][2 \sin\alpha (1 + jkr_1) + \quad (171)$$

$$((y \sin\alpha + x \cos\alpha - a)(y - a \sin\alpha) / r_1^2) (k^2 r_1^2 - 3 j k r_1 - 3)]$$

$$dH_{y_{z=0}} = [(1 / j\omega\mu)(aM_a \cos\alpha d\alpha / 4\pi)] (e^{jkr_1} / r_1^3)[2(1 + jkr_1) \cos\alpha + \quad (172)$$

$$[(x \cos\alpha + y \sin\alpha - a)(x - a \cos\alpha) / r_1^2] (k^2 r_1^2 - 3 j k r_1 - 3)]$$

Pour le point d'observation (x,y,z) sur la périphérie du cercle externe, on a :

$$x=b \cos\Phi ; y=b \sin\Phi \text{ et } z=0 \quad (173)$$

on a également :

$$dH_\phi = (-dH_x \sin\Phi + dH_y \cos\Phi)$$

La composante de champ magnétique en $\rho = b$ et $\rho = a$ due au courant total en $\rho = a$ est donnée par :

$$H_\phi' = \int_{\alpha=0}^{2\pi} dH_\phi$$

Dans le cas d'une antenne plaque annulaire, M_a et M_b sont les courants magnétiques équivalents dûs aux champs d'ouverture et sont obtenus à partir des relations :

$$M_a = -2h E_a \quad (174)$$

$$M_b = 2h E_b \quad (175)$$

où E_a et E_b sont les champs électriques radiaux (champs de bord) en $\rho = a$ et $\rho = b$

respectivement. La densité de courant magnétique a été remplacée ici par un courant de ligne en supposant que

a) $h \ll \lambda$

b) - le champ de bord prend une valeur constante à l'intérieur de l'intervalle :

$$a < \rho < a + h$$

Le couplage mutuel entre les sources de courant a été obtenu en utilisant le concept de réaction. La réaction sur le bord [14] en $\rho = b$ due au courant en $\rho = a$ est définie par :

$$\langle a, b \rangle = - \iint_{S_B} H\phi^t E_b \cos\phi \, ds \tag{176}$$

L'intégration est faite le long de S_b . Puisqu'on a supposé que $H\phi^t$ soit constant entre a et $a+h$, on obtient :

$$\langle a, b \rangle = - \int_0^{2\pi} H\phi^t h b E_b \cos\Phi \, d\Phi \tag{177}$$

On définit l'admittance mutuelle Y_{ab} entre les 2 sources de courant de l'anneau comme

$$Y_{ab} = -\langle a, b \rangle / (\pi h E_a E_b) \tag{178}$$

En portant la (177) dans la (178), on obtient :

$$Y_{ab} = (jabh / \omega \mu \pi^2) \int_0^{2\pi} \cos\Phi \left[\int_0^{2\pi} \cos\alpha (e^{jk r_1} / r_1^3) \{ (2\cos(\Phi - \alpha) (1 + jkr_1) + ((b \cos(\Phi - \alpha) - a)(b - a \cos(\Phi - \alpha)) / r_1^2)(k^2 r_1^2 - 3jk r_1 - 3) \} d\alpha \right] d\Phi \tag{179}$$

où r_1 devient $r_1 = [a^2 + b^2 - 2ab \cos(\Phi - \alpha)]^{1/2}$

Le principe de réciprocité est valable, donc :

$$Y_{ab} = Y_{ba}$$

Si on approxime $H\phi^t$ dans l'équation (176) de la manière suivante :

$$H_\phi^t = \cos\Phi H\phi^t \quad (\text{évalué en } \Phi = 0)$$

l'expression de Y_{ab} se réduit à :

$$Y_{ab} = (jabh / \omega \mu \pi^2) \int_0^{2\pi} \cos\alpha (e^{jk r_1} / r_1^3) [2(1 + jkr_1) \cos\alpha + ((b \cos\alpha - a)(b - a \cos\alpha) / r_1^2) \times (k^2 r_1^2 - 3jk r_1 - 3)] d\alpha \tag{180}$$

où $r_1 = (a^2 + b^2 - 2ab \cos\alpha)^{1/2}$

$$\text{où } r_1 = (a^2 + b^2 - 2ab \cos \alpha)^{1/2}$$

Cette approximation équivaut à remplacer le coefficient du terme $\cos \phi$ dans le développement de Fourier de $H\phi^t$ par la somme de tous les coefficients. Etant donné que le courant a une variation de type $\cos \phi$, le coefficient correspondant à la variation $\cos \phi$ en $H\phi^t$ sera dominant et les autres coefficients négligeables. Par conséquent, la différence entre $H\phi^t$ de l'équation (179) et l'approximation ci-dessus est insignifiante.

La conductance propre g_a peut être obtenue de l'équation en remplaçant $a = b$ et en retenant la partie réelle. On obtient donc :

$$g_a = (a^2 h / \pi \omega \mu) \int_0^{2\pi} (\cos \alpha / r_1^3) [(1 + \cos^2(\alpha/2)) (\sin kr_1 - kr_1 \cos kr_1) - k^2 r_1^2 \sin^2(\alpha/2) \cdot \sin kr_1] d\alpha$$

avec $r_1 = 2 a \sin(\alpha/2)$

4 - 4 - REACTANCE DUE AUX AUTRES MODES OU A LA SONDE D'ALIMENTATION

L'impédance d'entrée est généralement due à un mode résonant. Cependant, d'autres modes ainsi que la sonde d'alimentation peuvent également contribuer à cette impédance d'entrée. Les modes non résonants contribuent d'une manière très dérisoire au rayonnement et leur effet peut être évalué d'une manière approximative par une réactance pure. Sa valeur dépend du diamètre de la sonde d'alimentation, de sa localisation, de la fréquence de travail, de l'épaisseur du substrat et de sa constante diélectrique.

La réactance d'entrée due aux modes non-résonants peut être déterminée en résolvant l'équation d'ondes pour ces modes, en considérant les parois magnétiques en $\rho = a_e$ et $\rho = b_e$ où a_e et b_e sont les rayons effectifs. En considérant le courant d'alimentation comme étant uniformément distribué le long de la largeur d , en $\rho = c$ l'analyse donne l'expression suivante pour la réactance d'entrée due aux modes non-résonants.

$$X_M = \sum_{\substack{m=0 \\ m \neq n}}^{\infty} (\omega \mu_0 h / 2 \sigma_m) [(J'_m(k_1 c) Y'_m(k_1 a_e) - Y'_m(k_1 c) J'_m(k_1 a_e)) / (J'_m(k_1 b_e) Y'_m(k_1 a_e) - Y'_m(k_1 b_e) J'_m(k_1 a_e)) \cdot (J'_m(k_1 c) Y'_m(k_1 b_e) - Y'_m(k_1 c) J'_m(k_1 b_e))] \cdot [\sin(md/2c) / (md/2c)]^2 \quad (181)$$

où n est le nombre de modes résonants .

Il est difficile d'évaluer l'expression (181) en tant que fonction ayant différents paramètres pour l'élément d'antenne donné.

L'expression donnée pour la réaction de la sonde est une approximation du terme dominant de la réactance d'une sonde dans un guide d'onde.

$$X_p = (\omega \mu_0 h / 2\pi) \ln(4c / \omega \gamma (\epsilon_r)^{1/2} d) \quad (182)$$

où d est le diamètre de la sonde, $\gamma = 1.781$ et c la vitesse de la lumière dans l'espace libre.

4 - 5 - CHAMPS RAYONNES

Les champs rayonnés ont été calculés à partir des champs d'ouverture en utilisant le modèle de courant magnétique [7].

Les champs électriques d'ouverture pour un mode particulier sont proportionnels aux tensions, en $\varrho = a$ et $\varrho = b$ respectivement, dans le circuit équivalent de la fig. 37. De même, les tensions d'ouverture pour les différents modes sont proportionnelles à l'impédance d'entrée des modes respectifs, vues par l'alimentation. Etant donné que les modes pairs et impairs ont des distributions de type $\cos n\phi$ et $\sin n\phi$ respectivement, alors le champ rayonné total sera de la forme :

$$E_{\theta} = Z_n^{(e)} I_{1n}^{(e)} f_1(\theta) \cos(n\phi) + Z_n^{(o)} I_{1n}^{(o)} f_2(\theta) \sin(n\phi) \quad (183)$$

et

$$E_{\phi} = Z_n^{(e)} I_{1n}^{(e)} g_1(\theta) \sin(n\phi) - Z_n^{(o)} I_{1n}^{(o)} g_2(\theta) \cos(n\phi) \quad (184)$$

Dans ces équations, les termes $f_i(\theta)$ et $g_i(\theta)$, $i=1,2$ ont les expressions mathématiques suivantes :

$$f_i(\theta) = C [J_{n+1}(k_0 a \sin\theta) - J_{n-1}(k_0 a \sin\theta) - (bR_i/a) \{ J_{n+1}(k_0 b \sin\theta) - J_{n-1}(k_0 b \sin\theta) \}] \quad (185)$$

et

$$g_i(\theta) = -C [J_{n+1}(k_0 a \sin\theta) + J_{n-1}(k_0 a \sin\theta) - (bR_i/a) \{ J_{n+1}(k_0 b \sin\theta) + J_{n-1}(k_0 b \sin\theta) \}] \quad (186)$$

Dans les relations (185) et (186), C est une constante qui tient compte du facteur de phase et qui englobe d'autres facteurs constants. R_1 et R_2 sont les rapports des champs électriques aux deux ouvertures, en correspondance de $\varrho = a$ et $\varrho = b$.

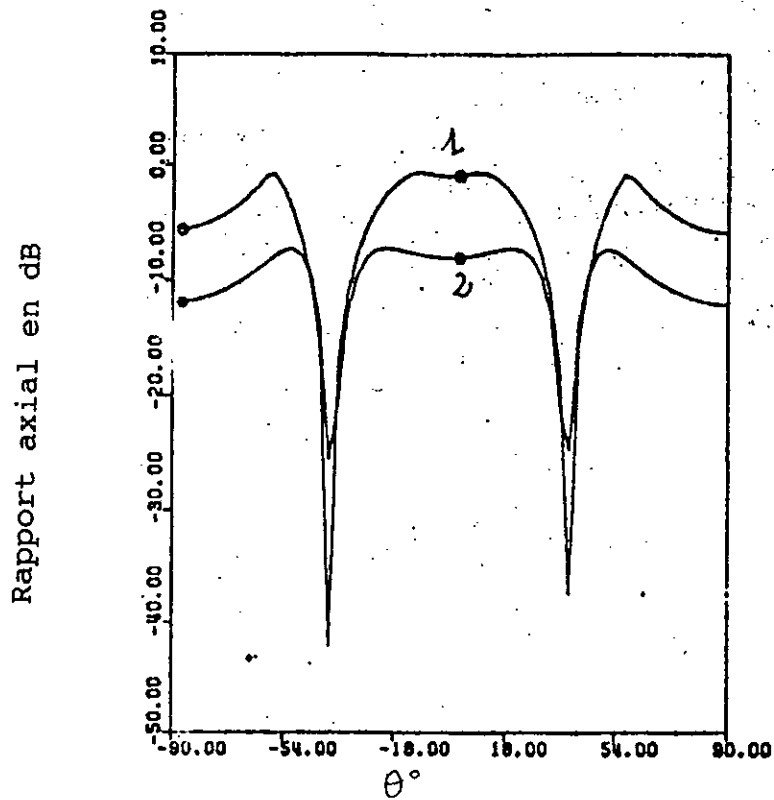
Les valeurs de $R_i (i=1,2)$ peuvent être déterminées à partir du circuit équivalent de la fig. 37 et sont données par :

$$R_i = Z_B (R_A + Z_A) / Z_A (R_B + Z_B) \quad (187)$$

où Z_A, Z_B, R_A et R_B sont données respectivement par les relations (126), (127), (129) et (130).

4-6- RAPPORT AXIAL

Dans les expressions (183) et (184), $Z_n, Z_n, f_i(\theta)$ et $g_i(\theta)$ sont, en général, complexes; par conséquent E_{θ} et E_{ϕ} seront des quantités complexes. De telles composantes de champ rayonné donnent lieu à une onde polarisée elliptiquement. Le rapport axial du champ rayonné dans une direction particulière est défini comme étant le rapport des axes majeur et mineur de l'ellipse autour de laquelle tourne l'extrémité du vecteur champ électrique.



(a) rapport axial théorique en fonction de θ pour le mode TM_{12} , avec la fréquence pour paramètre

1-0-- $f=4,47\text{GHz}$

2-●-- $f=4,56\text{GHz}; a=2\text{cm}; b=4\text{cm}; \epsilon_r=2,62; h=0,159\text{cm}; \phi_f=45^\circ$

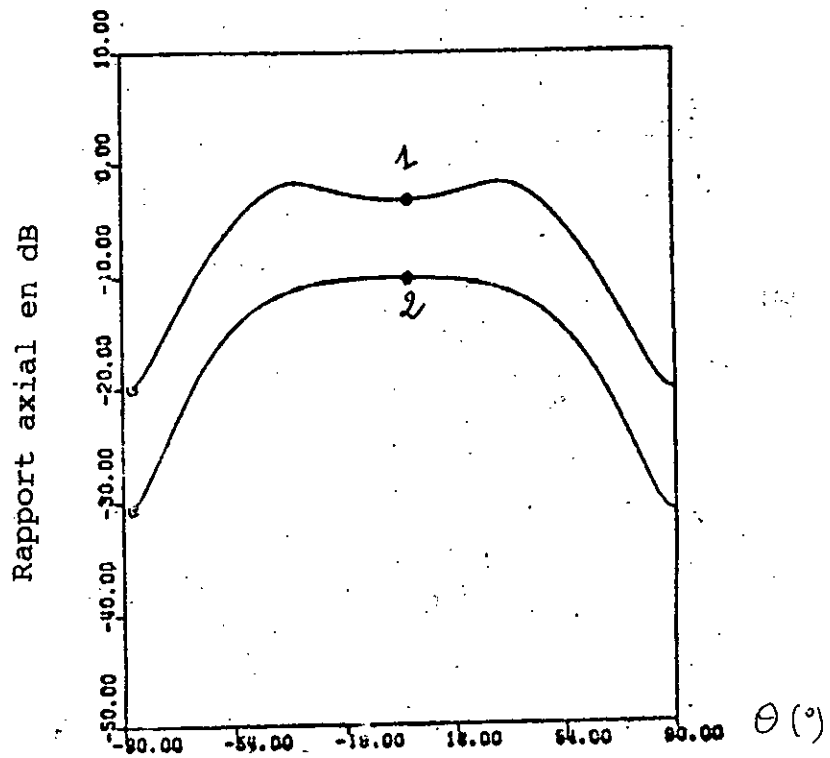


figure 38 ter (b) variation du rapport axial en fonction de θ pour le mode TM_{32} , avec la fréquence pour paramètre

1-●-- $f=5,66\text{GHz}$

2-0-- $f=5,62\text{GHz};$ mêmes dimensions que le cas (a) ($w=0,6\text{cm}$)

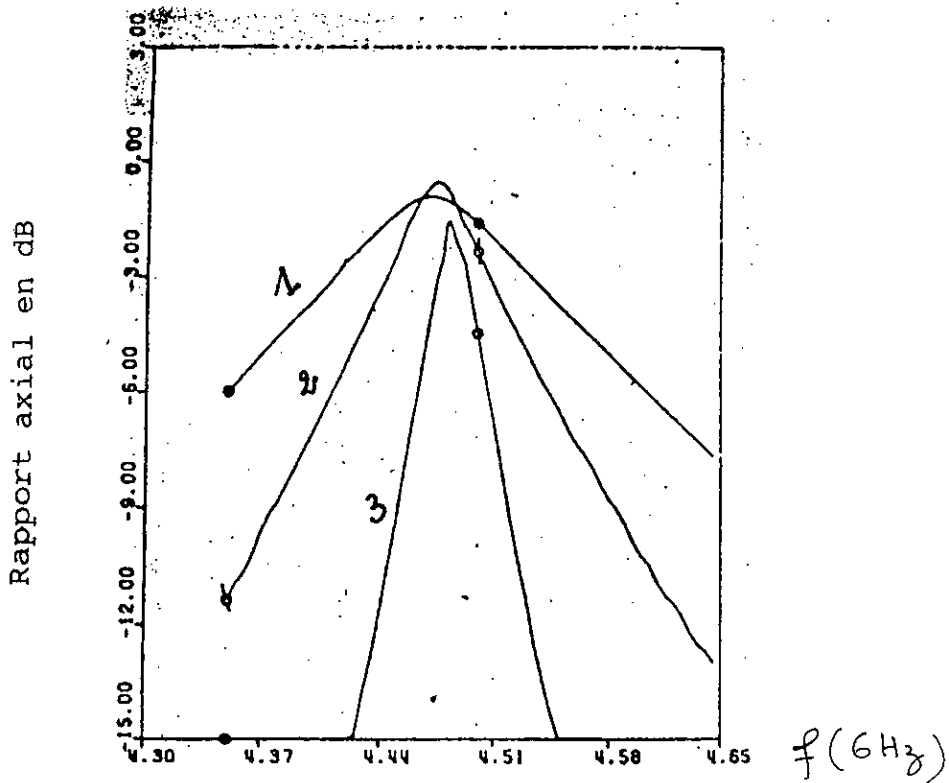


figure 38 quater: rapport axial théorique en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs des rayons internes et externes du patch pour le mode TM₁₂

- 1-●-- a=3cm;b=4,9cm
- 2-○-- a=2cm;b=4cm
- 3-○-- a=0,6cm;b=3,1cm;h=0,159cm;ε_r=2,62

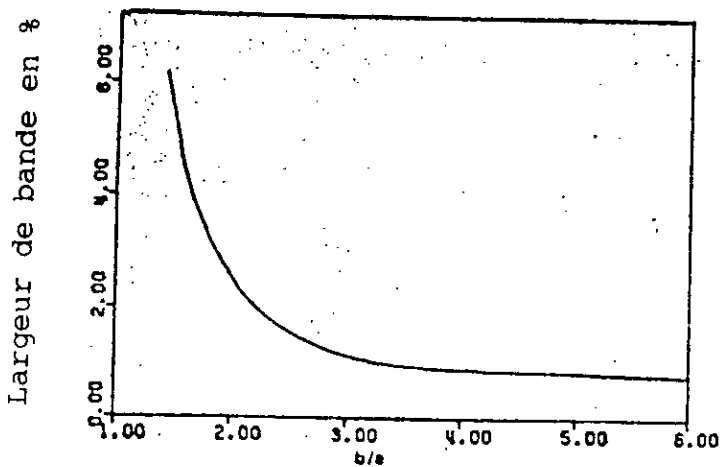


figure 38 quinquès: variation de la largeur de bande du rapport axial 6db en fonction de b/a

$h=0,159\text{cm}; \epsilon_r=2,62$

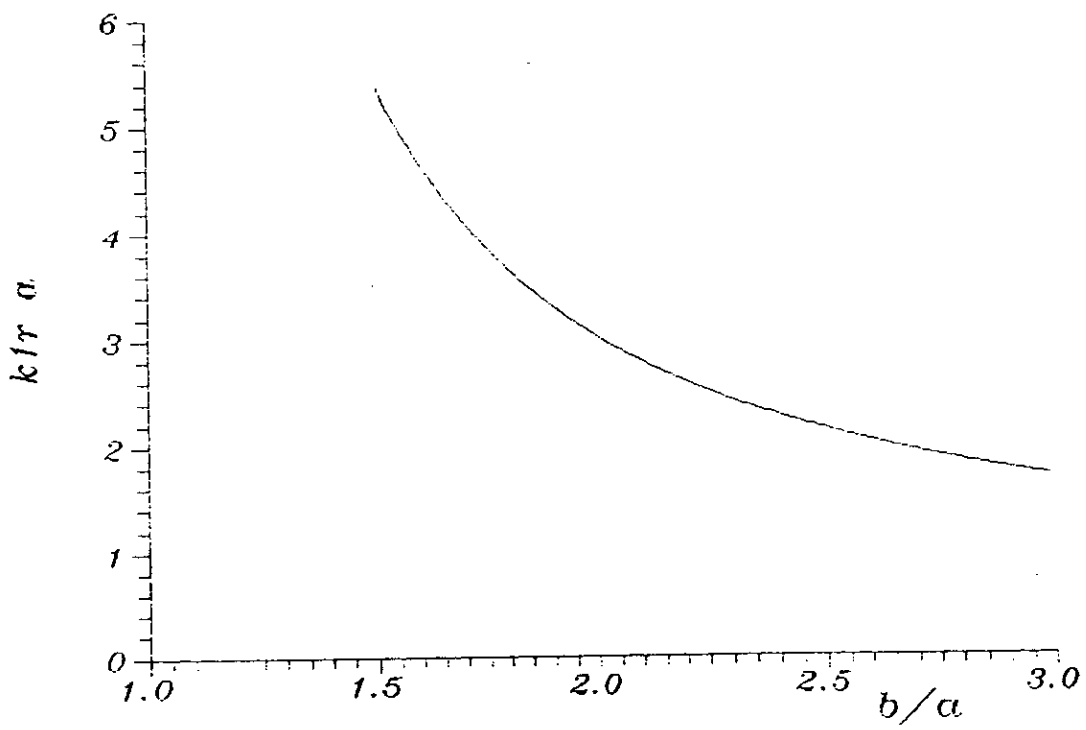


FIGURE 39 : Variation de $k/r a$ en fonction de b/a
 ($a = 3,2$ cm ; $\epsilon_r = 2,52$)

pour les modes TM_{m0} on a : $K_{nr} = 2n/(a+b)$ (188)

la validité de (188) implique : $(b-a)/(b+a) < 0,35$ et $n \leq 5$.

Selon KHILLA [43] on a $Re = (a e + b e)/2$ et $Ke = \omega/c(\epsilon e)^{1/2}$
(188 bis)

Pour les modes TM_{n10}

$$Ke Re = \begin{cases} A_{1n} + A_{3n} = n & \text{si } x = 0 \\ A_{1n} + (A_{2n} (\sin \Pi x)) / X & \text{si } 0 < x < 1 \\ A_{1n} (\cos \Pi x / 2)^{B_{1n}} / (1-x)^{B_{4n}} + A_{3n} (1-x) & \text{si } x = 1 \end{cases}$$

pour $x = 1$,

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Ke Re	1	1,6	2,0	2,7	3,3	3,8	4,3	4,9	5,4	5,9

Pour les modes TM_{010}

$$Ke Re = 1,9159 x^{0,0847} (1-tg\alpha)^{0,33n} + tg\alpha^{1,75} \text{ pour } 0,5 < x \leq 1$$

où $x = 0,5 We/Re = (be - ae) / (be + ae)$ avec $We = be - ae$

et $\alpha = (\Pi/2) \cdot (1-x)$

TABLE:

n	A _{1n}	A _{2n}	A _{3n}	B _{1n}	B _{2n}	B _{3n}	B _{4n}
1	0,9206	0,0 493	0,0794	-0,4129	-1,07773	5,9931	4,5168
2	1,5271	1,42.10 ⁻⁴	0,4729	6,3852	5,6221	-1,9139	3,8091
3	2,1005	4,42.10 ⁻⁶	0,8995	10,6240	9,6195	-8,3029	1,8957

En fait, BHATTACHARYYA et GARG [44] proposent une autre formule qui donne des résultats plus précis pour le mode TM₁₂ à savoir :

$$K_{1r} = 51,975 \cdot a_e / (b_e - a_e)(17,8a_e - b_e)$$

valable pour : $a_e \geq 0,73/K_{1r}$

et $(b_e - a_e) = \lambda/2$ pour la limite asymptotique.

L'erreur maximale est de 0,12% pour $1,3 < b_e/a_e < 3,0$. Dans cette relation, b_e et a_e sont les rayons effectifs interne et externe du ring donnés par les expressions (155) et (157) respectivement. C'est sur la base de la (188) qu'a été tracée la figure (39).

On constate que la quantité $K_{1r} \cdot a$ décroît avec l'augmentation du rapport b/a . Ceci veut dire que pour une valeur donnée du rayon interne a , le nombre d'onde K_{1r} décroît lorsque le rayon externe b augmente. Ceci s'explique par le fait que la ligne de transmission radiale devient plus longue lorsque b augmente.

Une fois la quantité $K_{1r} \cdot a$ connue, on déduit arbitrairement l'expression de la fréquence de résonance donnée par :

$$f_0 = cK_{1r} / 2\pi(\epsilon_e)^{1/2}$$

où ϵ_e est la constante diélectrique effective donnée par la (140).

Le tableau 1 nous donne les valeurs numériques de la fréquence de résonance pour certaines valeurs caractéristiques du rapport b/a .

On a réalisé un programme informatique (voire annexe 3) qui calcule l'impédance d'entrée d'une antenne plaque à forme annulaire en se basant sur la théorie de la ligne de transmission généralisée, pour le mode TM₁₂.

L'impédance d'entrée Z_{in} a été calculée théoriquement et tracée (figure 40) pour les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} a &= 3,2 \text{ cm} \\ b &= 6,4 \text{ cm} \\ c &= 3,36 \text{ cm} \\ h &= 0,159 \text{ cm} \\ \epsilon_r &= 2,65 \end{aligned}$$

M.A.SAMI, C.C.WENG et J.A.KONG [19] analysèrent le même ring annulaire, avec les mêmes dimensions et opérant toujours dans le mode TM₁₂, mais cette fois-ci en utilisant la méthode de GALERKIN et la transformée du vecteur de HANKEL. Ils tracèrent la courbe de Z_{in} en fonction de la fréquence (figure 41). On voit que les courbes ont la même allure et donnent la même fréquence de résonance $f_r = 2845$ MHz.

TABLEAU 1

VALEURS NUMERIQUES DE LA FREQUENCE DE RESONANCE

POUR CERTAINES VALEURS CARACTERISTIQUES DU RAPPORT b/a
($\epsilon_r = 2,2$; $h = 0,159\text{cm}$; $c = 3,36\text{cm}$)

b/a	$k_r . a$	f_0
1,500000	5,357972	5,382961
1,5781250	4,762704	4,784917
1,6562500	4,291148	4,311161
1,7343750	3,908421	3,926650
1,8125000	3,591633	3,608384
1,8906250	3,325136	3,340644
1,9687500	3,097871	3,112319
2,046875	2,901802	2,915336
2,125000	2,730948	2,743685
2,203125	2,580766	2,592802
2,281250	2,447742	2,459158
2,359375	2,329118	2,339981
2,437500	2,222697	2,233063
2,516525	2,126707	2,136625
2,593750	2,039705	2,049218
2,671875	1,9605004	1,9696441
2,749999	1,8881079	1,8969140
2,828124	1,8216994	1,8301956
2,906249	1,7605765	1,7687876
2,984374	1,7041464	1,7120942
3,062499	1,6519010	1,6596053

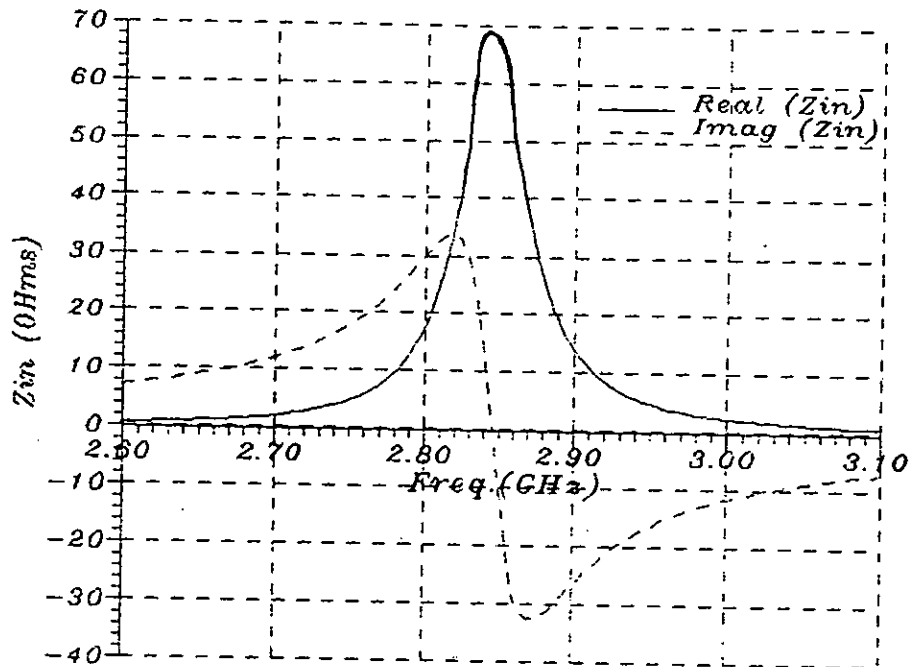


FIGURE 40 : Variation de l'impédance d'entrée Z_{in} en fonction de la fréquence.

($a = 3,2$ cm; $b = 6,4$ cm; $c = 3,36$ cm; $h = 0,159$ cm; $\epsilon_r = 2,65$;
 $f_r = 2,845$ GHz)

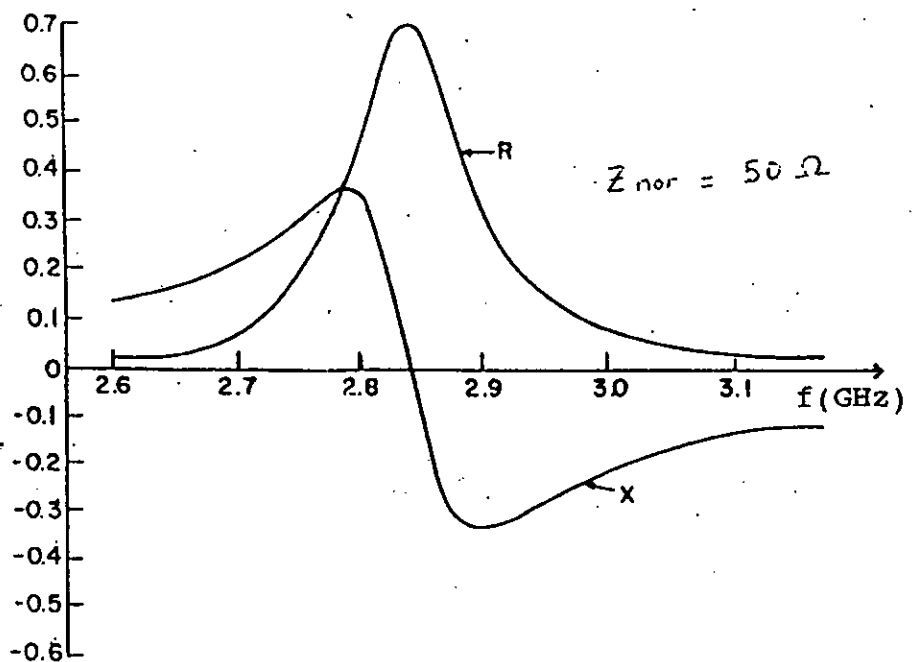


FIGURE 41 : Variation de l'impédance d'entrée Z_{in} en fonction de la fréquence au voisinage du mode TM_{12} par la méthode de GALERKIN et la transformée de HANKEL.

($a = 3,2$ cm ; $b = 2a$; $c = 3,36$ cm ; $h = 0,159$ cm ; $\epsilon_r = 2,65$;
 $f_r = 2,845$ GHz)

- largeur de l'anse : $w = 1$ cm
 - diamètre du câble d'alimentation : $d = 1,26$ mm
 - localisation de l'alimentation : $c = 1,5$ cm et $\phi_f = 45^\circ$

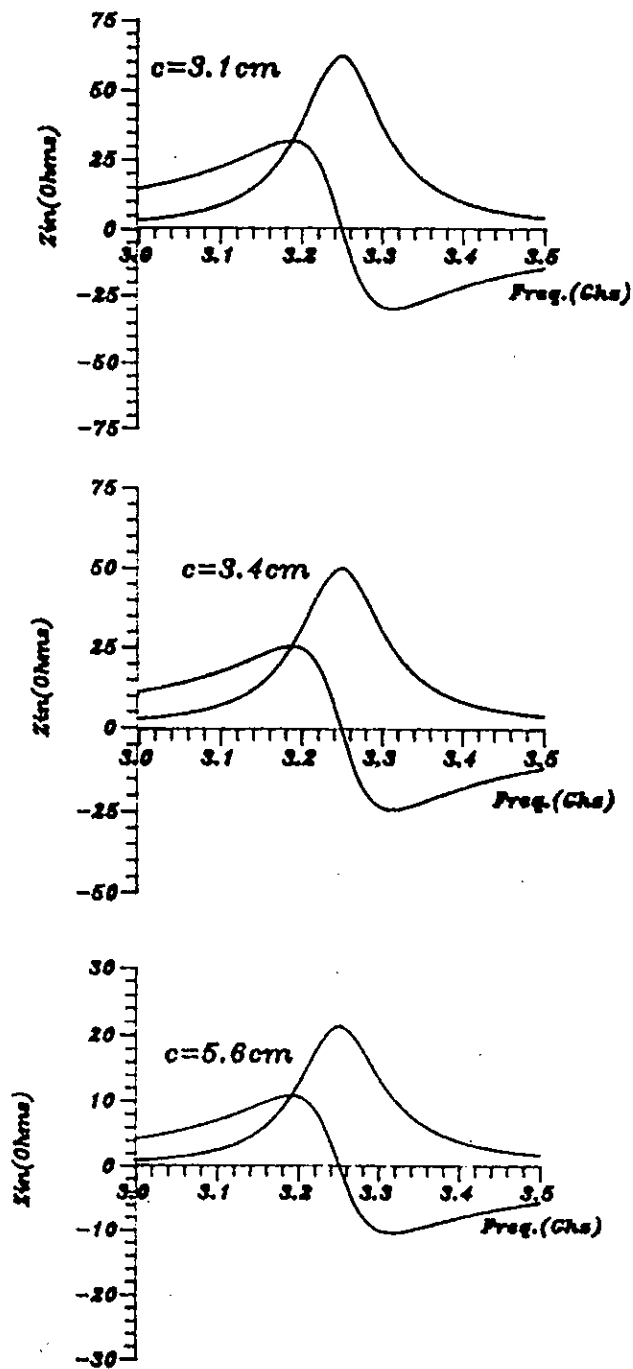


FIGURE 42 : Variation de l'impédance d'entrée de l'anneau en fonction de la fréquence au voisinage du mode TM₁₂ pour différents emplacements de la sonde d'alimentation.

($a = 3,2$ cm; $b = 6,4$ cm; $h = 0,159$ cm; $\epsilon_r = 2,65$; $f_r = 3,25$ GHz)

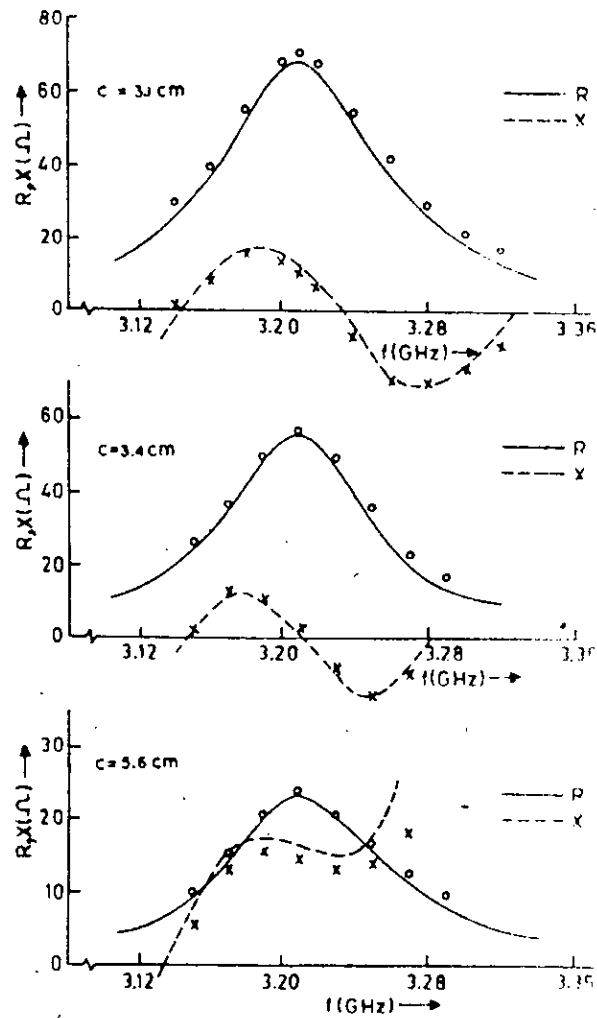
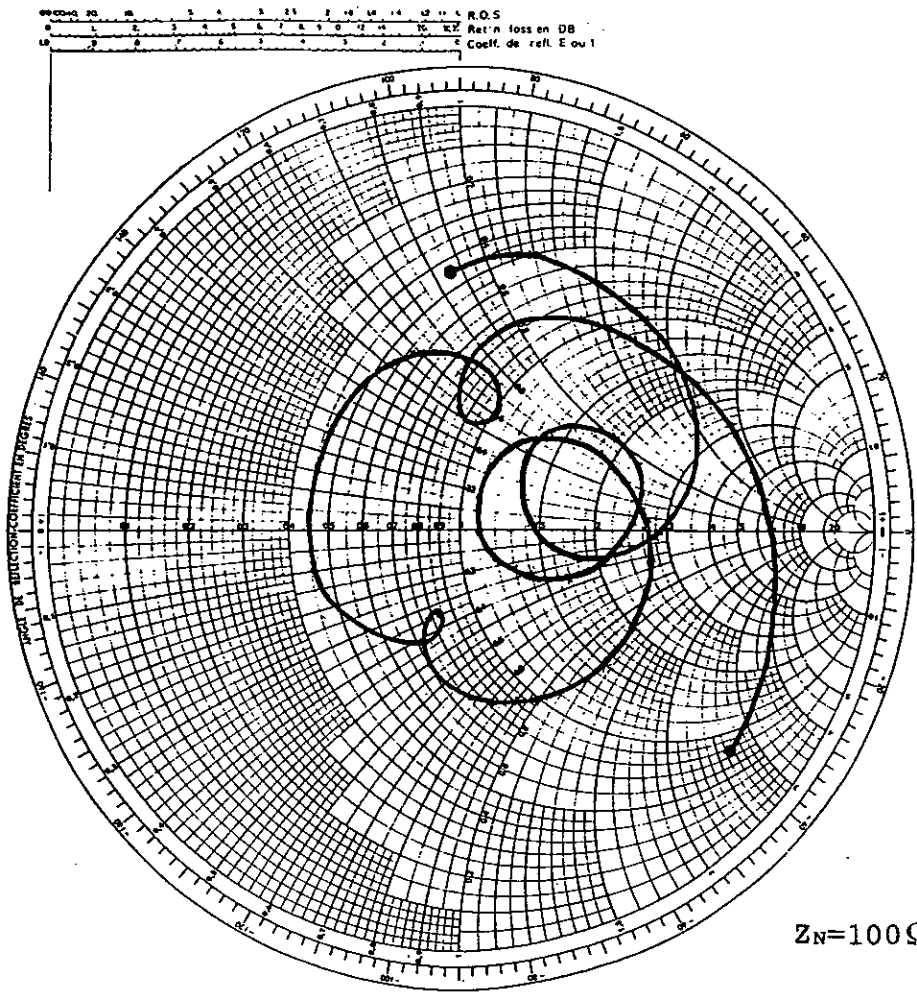


FIGURE 43 : Variation de l'impédance d'entrée de l'anneau en fonction de la fréquence au voisinage du mode TM_{12} selon l'approche de la théorie du circuit(éq.146)

(mêmes dimensions et mêmes emplacements de la sonde que la figure 42)

000 : mesures de R
xxx : mesures de X



MANIPULATEUR _____
 DATE _____
 LIEU DE LA MESURE _____
 OBJET DE LA MESURE _____

PARAMETRAGE EN FREQUENCES

POINTS	FREQ	Mz
1	_____	_____
2	_____	_____
3	_____	_____
4	_____	_____
5	_____	_____
6	_____	_____
7	_____	_____
8	_____	_____
9	_____	_____
10	_____	_____
11	_____	_____
12	_____	_____
13	_____	_____
14	_____	_____
15	_____	_____

REMARQUES _____

$Z_N = 100 \Omega$

$f_{min} = 3,99 \text{ GHz}$
 $f_{max} = 5,49 \text{ GHz}$

FIGURE 44 : Représentation sur l'abaque de SMITH de la Z_{in} expérimentale relative à l'anneau sans anse périphérique.

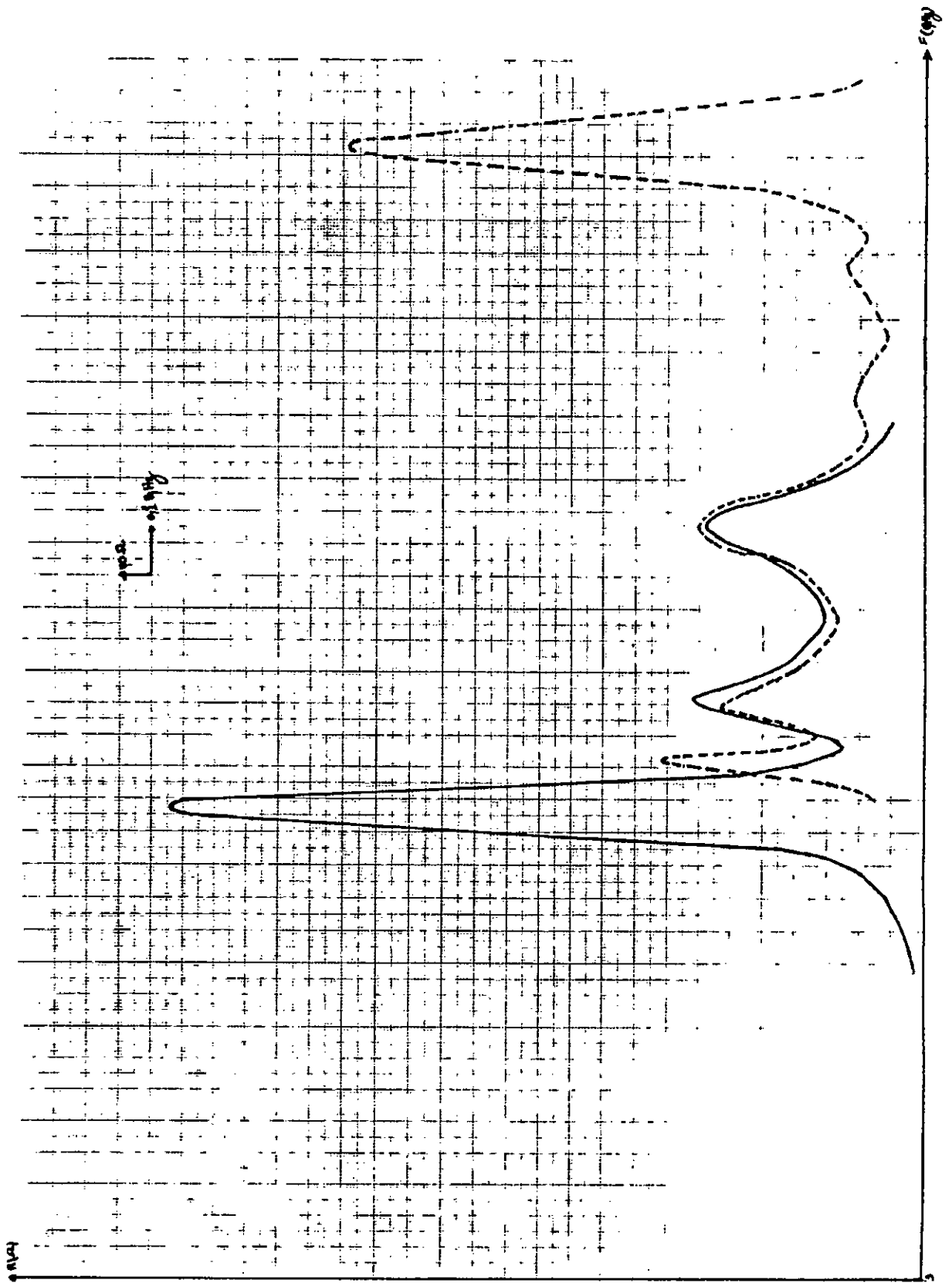


FIGURE 45 : Représentation cartésienne de la Zin expérimentale relative à l'anneau sans anse périphérique (trait continu) et à l'anneau avec anse (trait discontinu)

TABLEAU 3 :

Fréquences de résonance expérimentales avec les résistances maximales de l'impédance d'entrée pour l'anneau circulaire sans anse, avec :

$a = 3,0 \text{ cm}$ $b = 6,0 \text{ cm}$ $c = 4,5 \text{ cm}$ $h = 0,159 \text{ cm}$

$b/a = 2$ $c/a = 1,5$ $\epsilon_r = 2,20 \pm 0,02$ $\phi_f = 45^\circ$

Les mesures n'ont couvert que la plage allant de 3,996 à 5,494 GHz alors qu'on espérait les faire de 1 à 7 GHz. L'écart entre mesure et calcul reste inférieure à 5% pour la fréquence.

Mode	Fréquences en GHz		R(Z _{in})max en Ω (expérience)	Observations
	Théorie	Mesures		
TM11	0,727			
TM21	1,438			
TM31	2,123			
TM41	2,776			
TM51	3,401			
TM02	3,430			
TM12	3,522			
TM22	3,79	3,99	326	
TM32	4,20	4,20	253	
TM42	4,74	4,57	279	
		(4,84)	86	l(Z _{in}) ≠ 0
		(5,10)	104	l(Z _{in}) ≠ 0
TM52	5,357	5,354	713	
TM03	6,773			
TM13	6,817			

Le tableau 4 (annexe 2) illustre les valeurs numériques de la résistance et de la réactance de Z_{in} pour une plage de fréquence allant de 3,5060 GHz à 4,7940 GHz, avec un pas de 0,0140GHz. Le nombre de points expérimentaux est de 93. Ces points sont reportés sur l'abaque de SMITH (figure 46). Ces mêmes points sont reportés selon une représentation cartésienne (figure 45 en pointillée).

Le tableau 5 nous donne les valeurs des fréquences de résonance expérimentales ainsi que les valeurs des résistances maximales correspondantes, pour l'anneau avec anse périphérique, dans la plage de fréquence 3,5060GHz-4,7940GHz.

La figure 47 représente le diagramme de rayonnement polaire de l'antenne sans anse périphérique. Les références relatives à cette antenne sont les suivantes :

- rayon interne : $a = 1\text{cm}$
- rayon externe : $b = 3\text{cm}$
- épaisseur du substrat : $h = 1,524\text{mm}$
- épaisseur du métal : $t = 4\ \mu\text{m}$
- impédance caractéristique du coaxial : $Z_c = 50\ \Omega$
- constante diélectrique relative : $\epsilon_r = 2,53$
- angle de pertes : $t\phi = 0,0012$
- antenne testée : antenne de réception
- antenne d'émission : antenne parabolique à polarisation circulaire
- fréquence de travail : $4,9\text{GHz}$
- diamètre du câble d'alimentation : $d = 1,26\text{mm}$
- localisation de l'alimentation : $c = 1,5\text{cm}$ $\phi_f = 45^\circ$

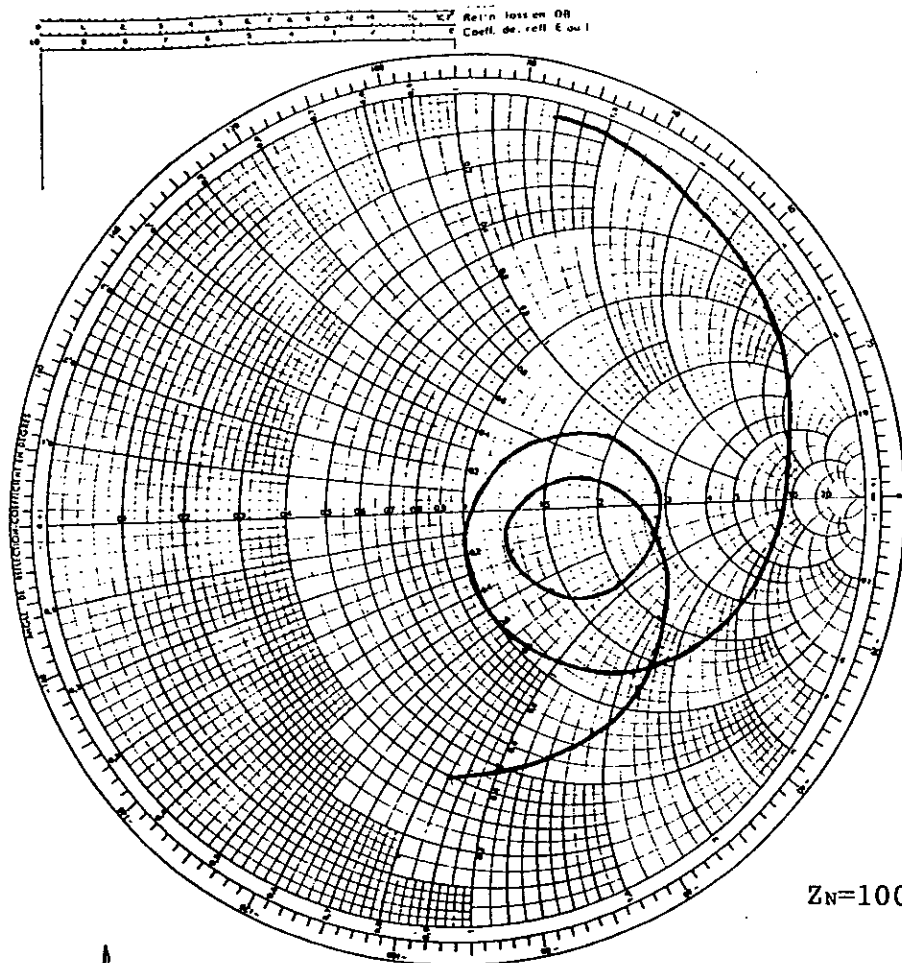
La courbe A du diagramme de rayonnement est relative à un angle $\phi_f = 45^\circ$ tandis que la courbe B est relative à un angle $\phi_f = 35^\circ$.

La courbe 48 représente le diagramme de rayonnement polaire de l'antenne avec anse périphérique. Les références relatives à cette antenne sont les suivantes :

- rayon interne : $a = 1\text{cm}$
- rayon externe : $b = 3\text{cm}$
- épaisseur du substrat : $h = 1,54\text{mm}$
- épaisseur du métal : $t = 4\ \mu\text{m}$
- impédance caractéristique du coaxial : $Z_c = 50\ \Omega$
- largeur de l'anse : $w = 10\text{mm}$
- longueur de l'anse : $l = 4\text{mm}$
- diamètre du câble d'alimentation : $d = 1,26\text{mm}$
- localisation de l'alimentation : $c = 1,5\text{cm}$

Pour le grand lobe, l'anse est disposée suivant l'axe vertical, donc l'excitation par rapport au plan horizontal est de 135° ; pour le petit lobe, l'anse est disposée horizontalement donc $\phi_f = 45^\circ$.

- constante diélectrique : $\epsilon_r = 2,54$
- angle de perte : $t\phi = 0,0012$
- antenne d'émission : antenne parabolique à polarisation circulaire
- fréquence de travail : $4,9\text{GHz}$
- directivité : $12,2$



MANIPULATEUR
 DATE
 LIEU DE LA MESURE
 OBJET DE LA MESURE

PARAMETRAGE EN FREQUENCES

POINTS	FREQ	Hz
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15

REMARQUES

$Z_N = 100 \Omega$

$f_{min} = 3,50 \text{ KHZ}$

$f_{max} = 5,49 \text{ KHZ}$

FIGURE 46 : Représentation sur l'abaque de SMITH de la Z_{in} expérimentale relative à l'anneau avec anse périphérique.

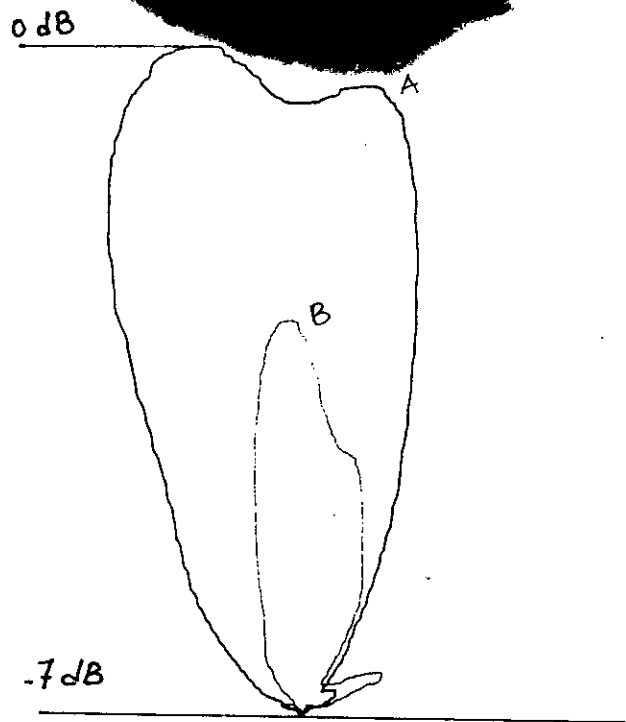


FIGURE 47: Diagramme de rayonnement polaire de l'antenne sans anse périphérique. (courbe A : $\phi_f = 45^\circ$; courbe B : $\phi_f = 35^\circ$)
 et $a = 1\text{cm}$; $b = 3\text{cm}$; $\epsilon_r = 2,53$; $h = 1,524\text{cm}$; $f = 4,9\text{GHz}$
 (fréquence au voisinage du mode TM_{52})

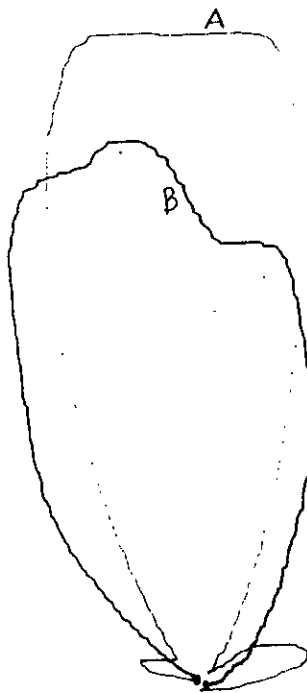


FIGURE 48: Diagramme de rayonnement polaire de l'antenne avec anse périphérique. (grand lobe : $\phi_f = 45^\circ$; petit lobe : $\phi_f = 35^\circ$)
 et $a = 1\text{cm}$; $b = 3\text{cm}$; $\epsilon_r = 2,53$; $h = 1,524\text{cm}$; $f = 4,9\text{GHz}$
 (fréquence au voisinage du mode TM_{52})

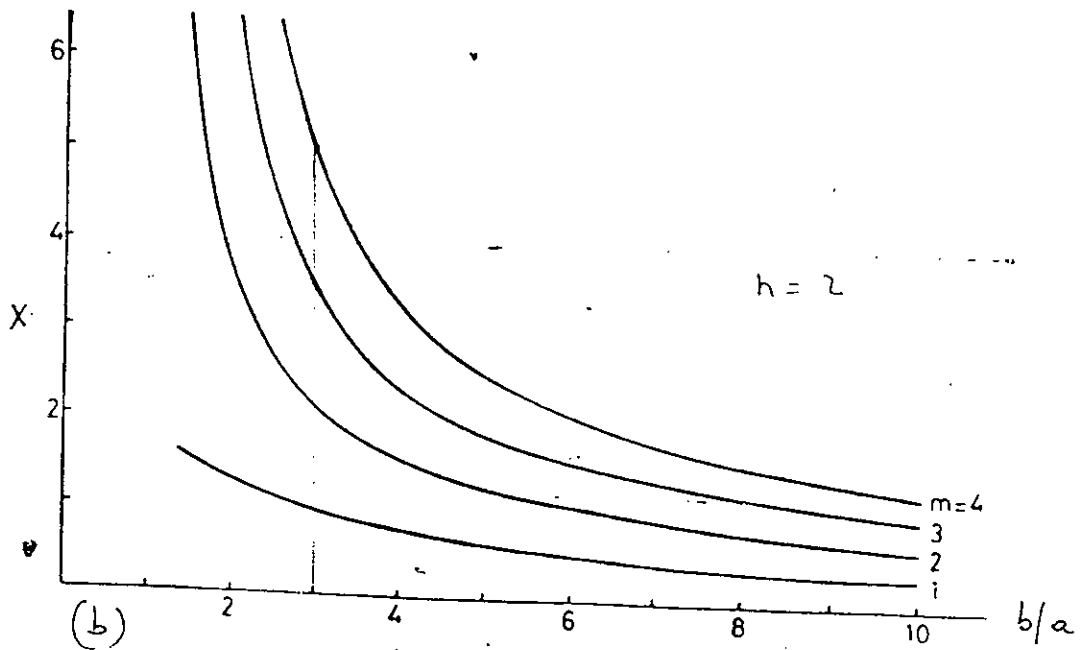
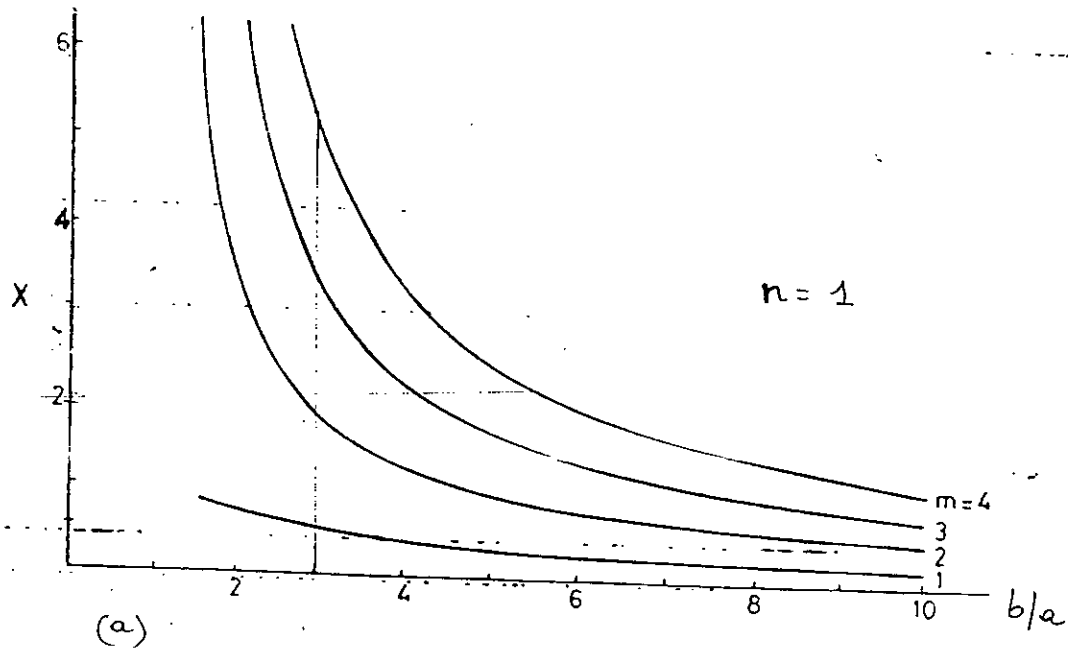


FIGURE 49 : Racines de l'équation caractéristique en fonction du rapport b/a
 (a) pour $n = 1$ Ref(8)
 (b) pour $n = 2$

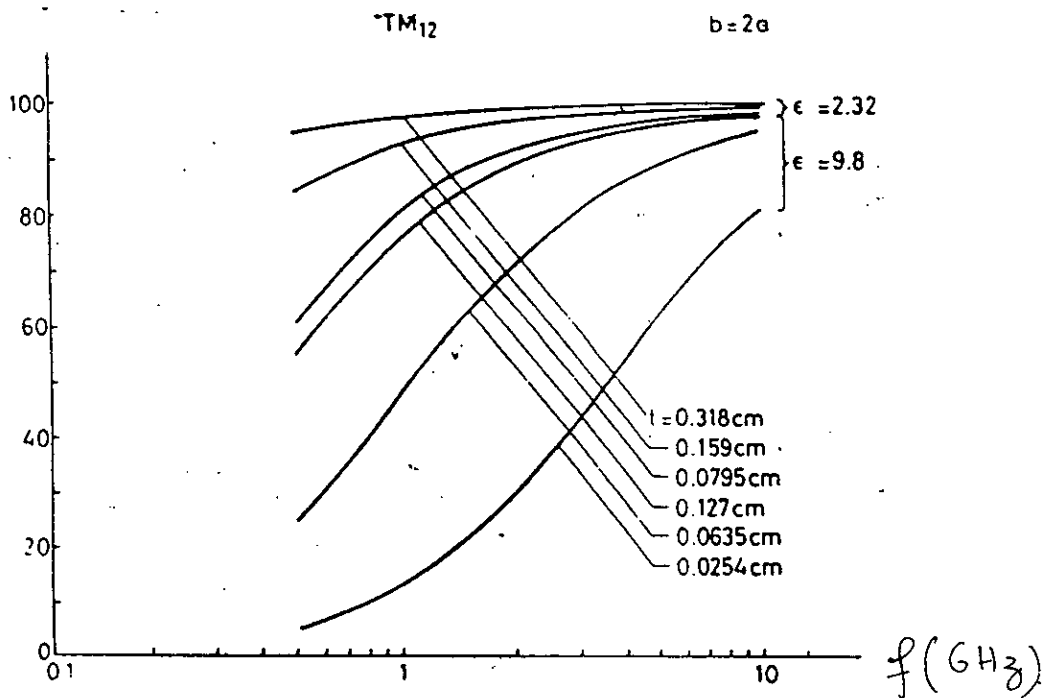
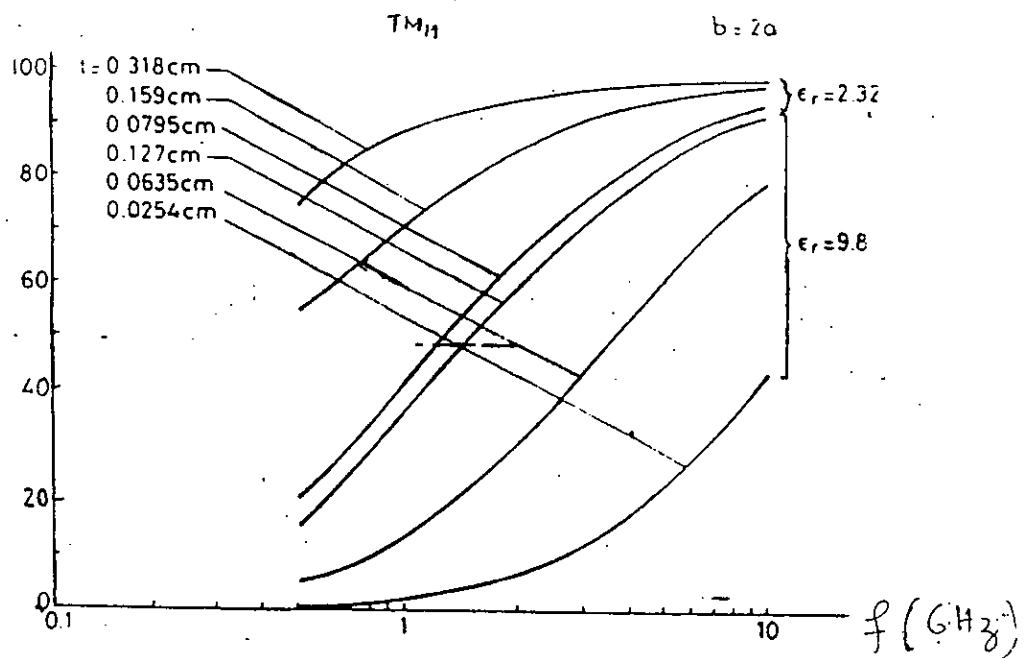


FIGURE 50 : Rendement de rayonnement du patch annulaire en fonction de la fréquence de résonance ($b = 2a$).

(a) mode TM_{11}
 (b) mode TM_{12}

Ref(8)

(i) : $\epsilon_r = 2,32$

$h = 0,318\text{cm} - 0,159\text{cm} - 0,795\text{cm}$

(ii): $\epsilon_r = 9,8$

$h = 0,127\text{cm} - 0,0635\text{cm} - 0,0264\text{cm}$

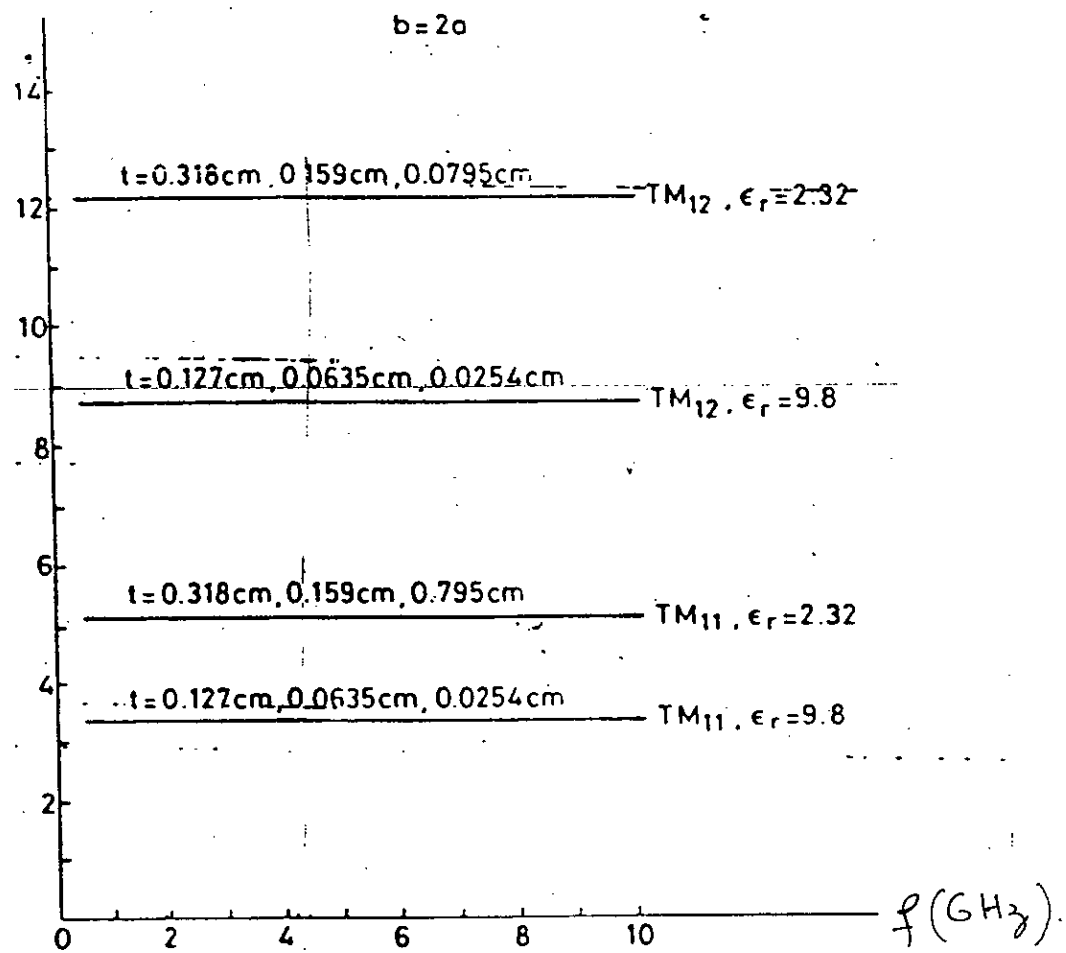


FIGURE 51 : Directivités des modes TM₁₁ et TM₁₂ du patch annulaire en fonction de la fréquence de résonance ($b = 2a$). Ref(8)

- (i) : $\epsilon_r = 2,32$ $h = 0,318\text{cm} - 0,159\text{cm} - 0,0795\text{cm}$
(ii) : $\epsilon_r = 9,8$ $h = 0,127\text{cm} - 0,0635\text{cm} - 0,0264\text{cm}$

La figure 52 donne le gain en fonction de la fréquence de résonance, pour le patch annulaire, avec $b = 2a$ et pour

- (i) $\epsilon_r = 2,32$ $h = 0,318\text{cm} ; 0,159\text{cm} ; 0,0795\text{cm}$
(ii) $\epsilon_r = 9,8$ $h = 0,127\text{cm} ; 0,0635\text{cm} ; 0,0254\text{cm}$

La courbe (a) est relative au mode TM_{11} , la courbe (b) au mode TM_{12} . On déduit, pour notre anneau opérant dans le mode TM_{12} , un gain de 11,85.

La figure 53 donne la largeur de bande en fonction de la fréquence de résonance, pour le patch annulaire, avec $b = 2a$ et pour

- (i) $\epsilon_r = 2,32$ $h = 0,318\text{cm} ; 0,159\text{cm} ; 0,0795\text{cm}$
(ii) $\epsilon_r = 9,8$ $h = 0,127\text{cm} ; 0,0635\text{cm} ; 0,0254\text{cm}$

La courbe (a) est relative au mode TM_{11} , la courbe (b) au mode TM_{12} . Dans le cas de notre anneau opérant dans le mode TM_{12} , la largeur de bande est de 8%.

Un important paramètre à prendre en considération dans la conception ou le dimensionnement d'une antenne est le positionnement du câble coaxial d'alimentation pour obtenir une impédance d'adaptation de 50 Ohms. La figure 54 représente l'allure de c_1/a en fonction du rapport des rayons. Elle a été tracée sur la base d'une formule empirique [40] qui permet de calculer la position de l'alimentation d'une manière très simple :

$$c_1 = 0,2a + 0,5b \quad (189)$$

La courbe a été tracée pour un substrat d'épaisseur

$$h = 0,159\text{cm}$$

et $\epsilon_r = 2,52.$

On constate que c_1/a a une allure linéaire avec b/a ; en outre, on peut noter que la courbe varie légèrement lorsque le rayon interne a changé, bien que ceci soit insignifiant dans la pratique.

La figure 55 représente l'allure de la conductance propre de la fréquence, avec pour paramètre le rayon interne a du ring. L'épaisseur du substrat a été prise comme d'habitude égale à

$$h = 0,159\text{cm}.$$

La courbe a été tracée en vertu de l'équation (180) dans laquelle il faut mettre $a = b$ et en retenir la partie réelle [23]. Pour la détermination de l'admittance de rayonnement du ring annulaire, les auteurs ont utilisé le modèle de courant magnétique et la technique variationnelle.

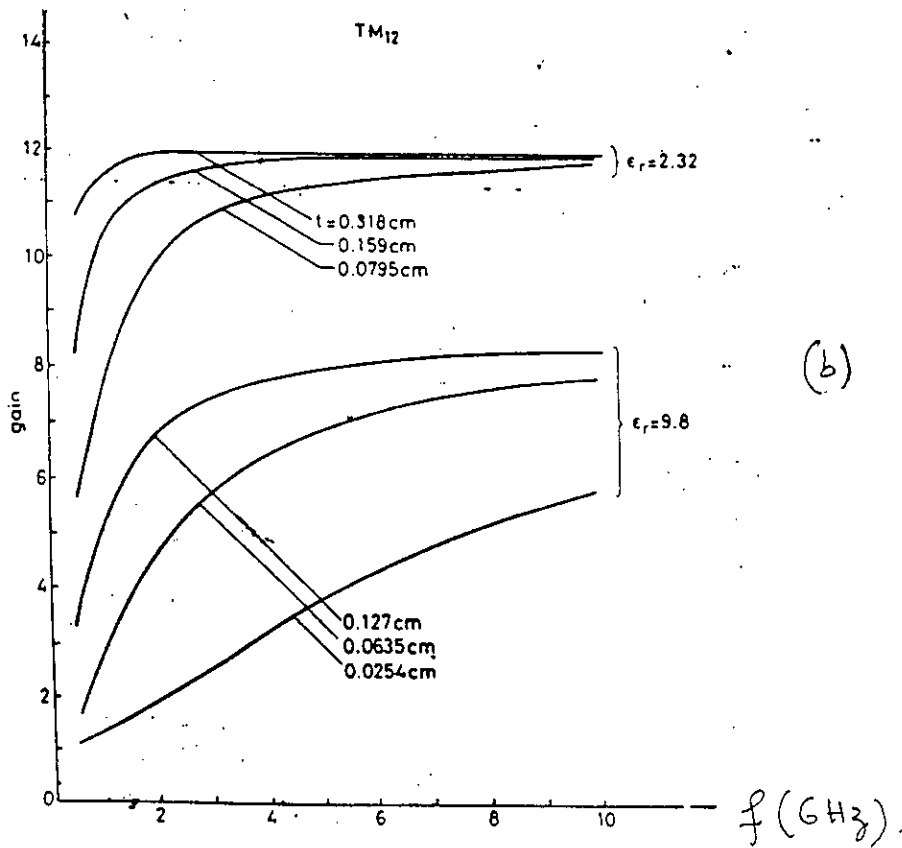
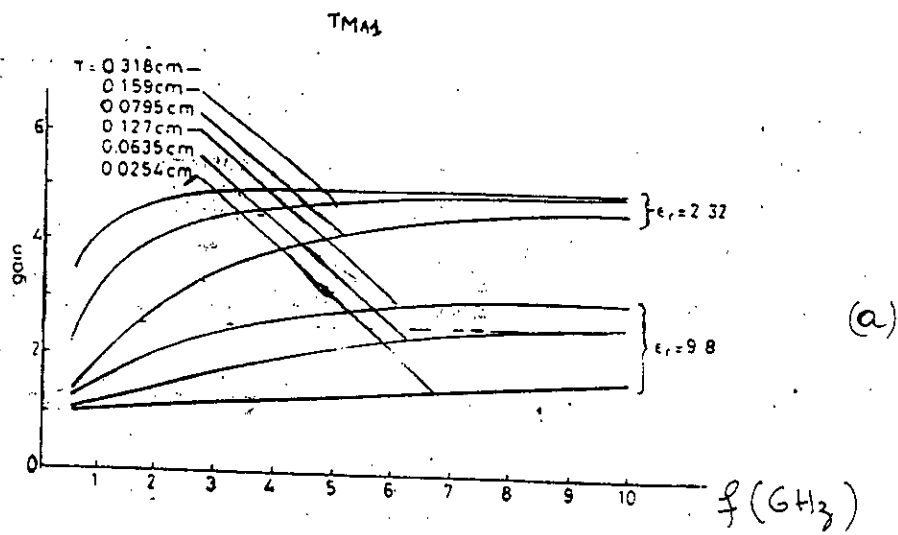


FIGURE 52 : Gain en fonction de la fréquence de résonance (b = 2a)

(a) mode TM₁₁
 (b) mode TM₁₂ Ref(8)

(i) : $\epsilon_r = 2,32$ $h = 0,318\text{cm} - 0,159\text{cm} - 0,795\text{cm}$

(ii) : $\epsilon_r = 9,8$ $h = 0,127\text{cm} - 0,0635\text{cm} - 0,0264\text{cm}$

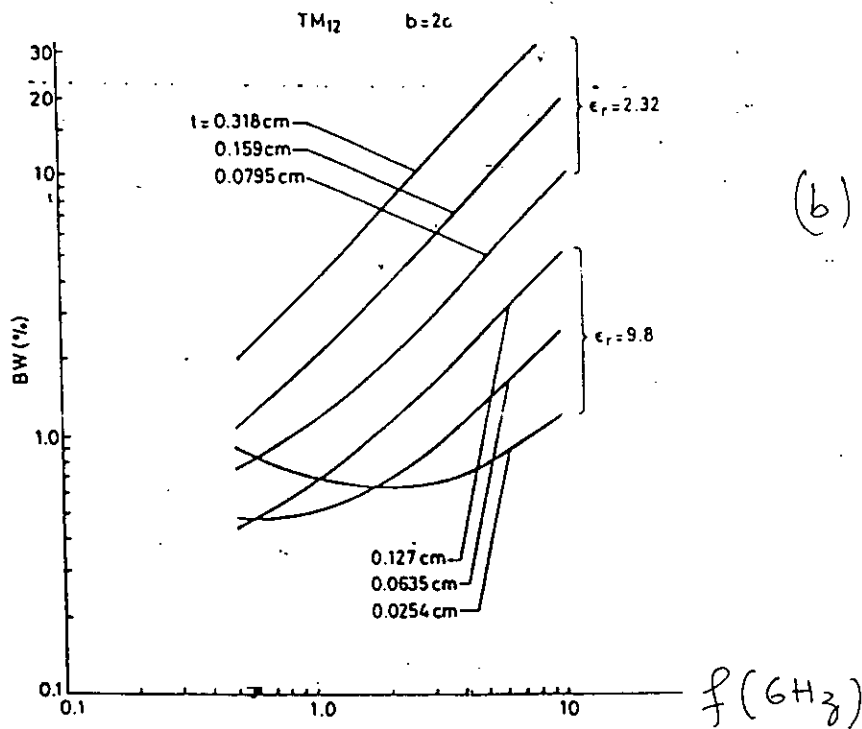
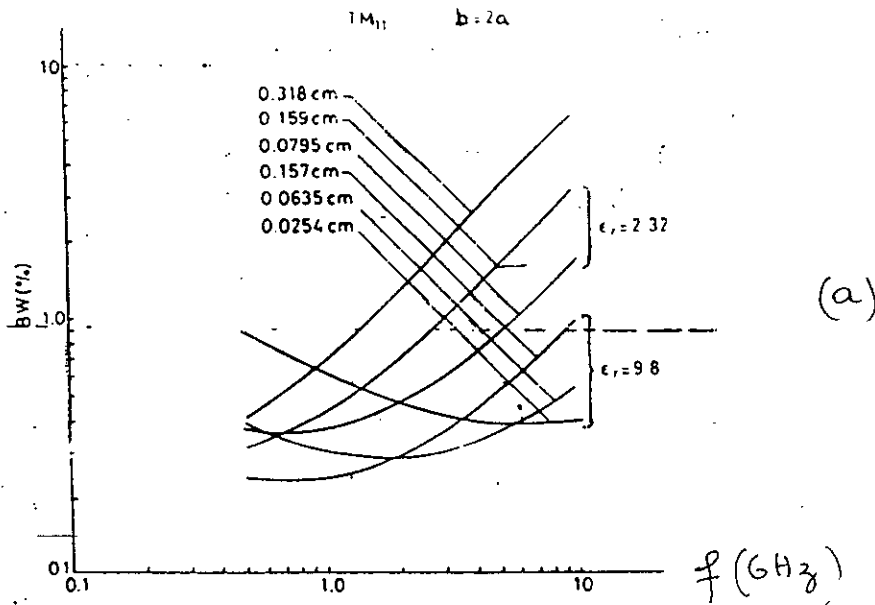


FIGURE 53 : Largeur de bande en fonction de la fréquence de résonance (b=2a)

(a) mode TM₁₁

Ref(8)

(b) mode TM₁₂

(i) : $\epsilon_r = 2,32$

$h = 0,318\text{cm} - 0,159\text{cm} - 0,795\text{cm}$

(ii): $\epsilon_r = 9,8$

$h = 0,127\text{cm} - 0,0635\text{cm} - 0,0264\text{cm}$

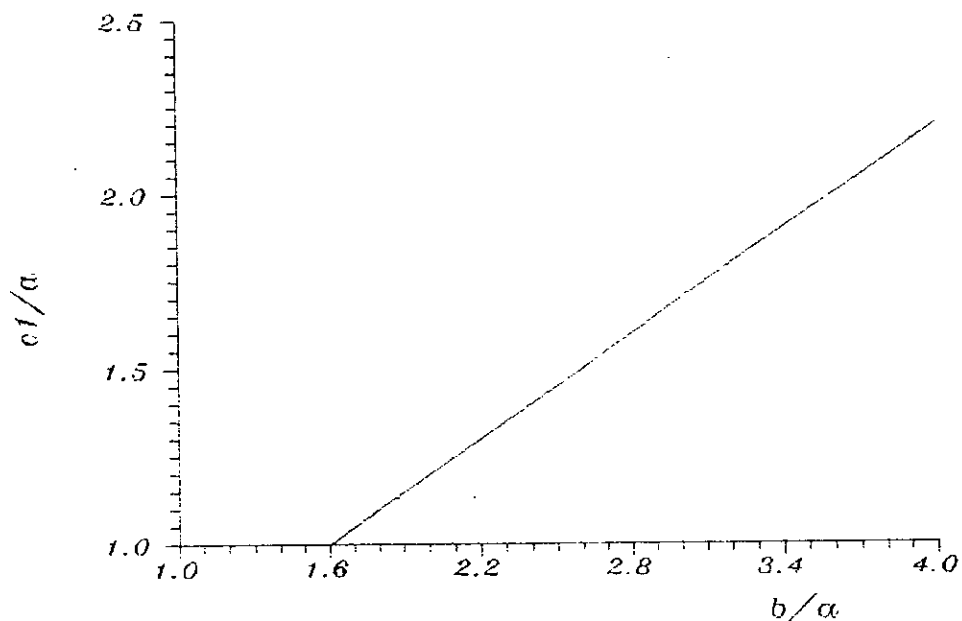


FIGURE 54 : Variation de $c1/a$ en fonction de b/a .
($c1$:position de l'alimentation).

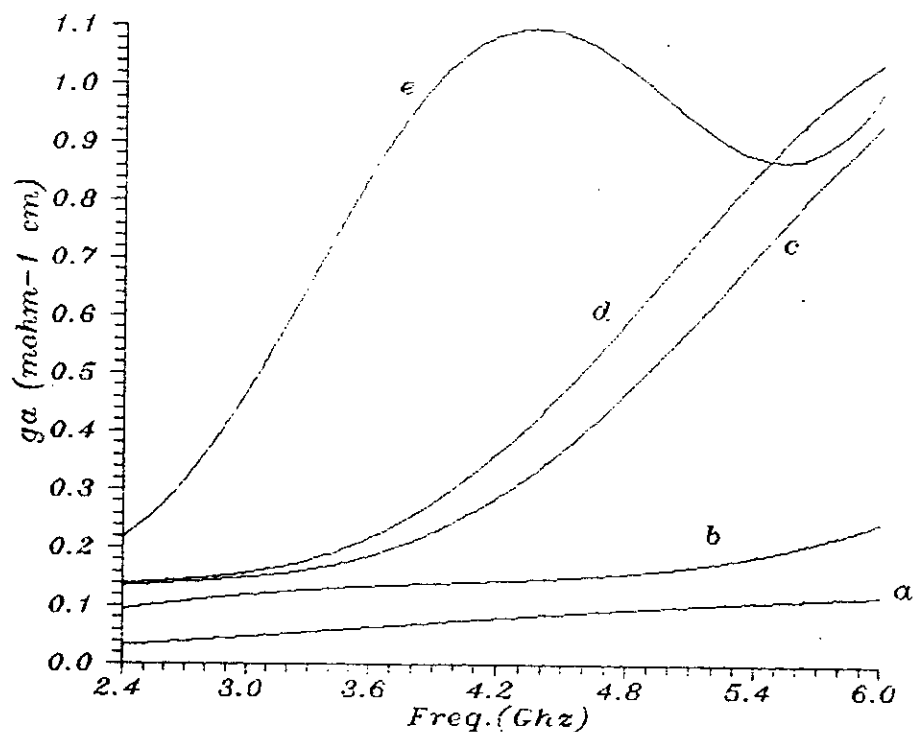


FIGURE 55 : Variation de l'auto-conductance de l'ouverture ($\rho = a$) en fonction de la fréquence; paramètre a.

a) $a = 1\text{cm}$ b) $a = 2\text{cm}$ c) $a = 3\text{cm}$ d) $a = 3,2\text{cm}$ e) $a = 4,8\text{cm}$
 $h = 0,159\text{cm}$; $b = a$; équation 180).

On note que la courbe a une allure croissante au départ, en fonction de l'augmentation de la fréquence, atteint un maximum, décroît pour atteindre un minimum et reprend à croître légèrement

Pour $a = 4,8\text{cm}$, on a un maximum égal à $1,06\text{mohm}$ aux environs de $4,41\text{GHz}$. Pour des valeurs de rayon plus petites, le maximum a lieu pour des fréquences beaucoup plus éloignées. Pour vérifier la validité de cette approche, on peut tracer l'allure de la conductance propre en fonction de la fréquence, en utilisant cette fois-ci l'expression (152) [20].

L'auteur a utilisé l'approche du vecteur de POINTING, autrement dit le rayonnement de la puissance de champ à grande distance. Les deux types d'approche sont équivalents. La conductance de rayonnement peut être déterminée en utilisant d'autres techniques telles que celle du champ électromagnétique induit ou encore celle du domaine spectral [14].

La figure 56 représente la variation de la même conductance propre en fonction de la fréquence, mais cette fois-ci le paramètre est l'épaisseur du substrat h . On voit que les courbes sont pratiquement linéaires et ne diffèrent pas beaucoup entre elles pour les trois valeurs de h choisies ($0,159\text{cm} - 0,147\text{cm} - 0,163\text{cm}$). Les mêmes résultats sont obtenus en utilisant l'approche du vecteur de POINTING. La figure 57 représente la variation de l'admittance mutuelle en fonction de la fréquence, avec pour paramètre le rapport b/a entre le rayon externe et le rayon interne de l'anneau. Les courbes en trait continu représentent les allures de la partie réelle de l'admittance mutuelle tandis que les courbes en trait discontinu en représentent la partie imaginaire. La valeur de cette admittance mutuelle a été obtenue à partir de l'équation (179) obtenue en remplaçant n par 1. On peut remarquer, à travers l'allure de la courbe, que le couplage mutuel croît avec la fréquence pour atteindre un maximum, décroît ensuite pour passer par un zéro et devenir donc négatif. De même on peut noter que l'effet du couplage mutuel est du même ordre que la conductance propre. A égalité de fréquence, ce maximum de couplage mutuel est plus grand pour un rapport b/a plus petit. Signalons enfin que l'auto-conductance et l'admittance mutuelle obtenues ici peuvent être utilisées pour déterminer l'impédance d'entrée du ring annulaire. L'équation (180) peut être également utilisée pour déterminer les effets de couplage mutuel dans les antennes plaques annulaires concentriques et coplanaires.

Les figures 58 et 59 représentent l'auto-susceptance en fonction de la fréquence respectivement en $\rho = b$ et $\rho = a$. Deux expressions mathématiques permettent de tracer ces courbes en l'occurrence : [13]

$$b_n^s(b) = \omega \epsilon_0 \epsilon_r b \Delta b (1 - n^2 / K_1^2 b^2) \quad (190)$$

avec $\Delta b = b(1 - (1 + 2hx / \pi b \epsilon_r)^{1/2})$

et $x = \ln(\pi b / 2h) + 1,7726$

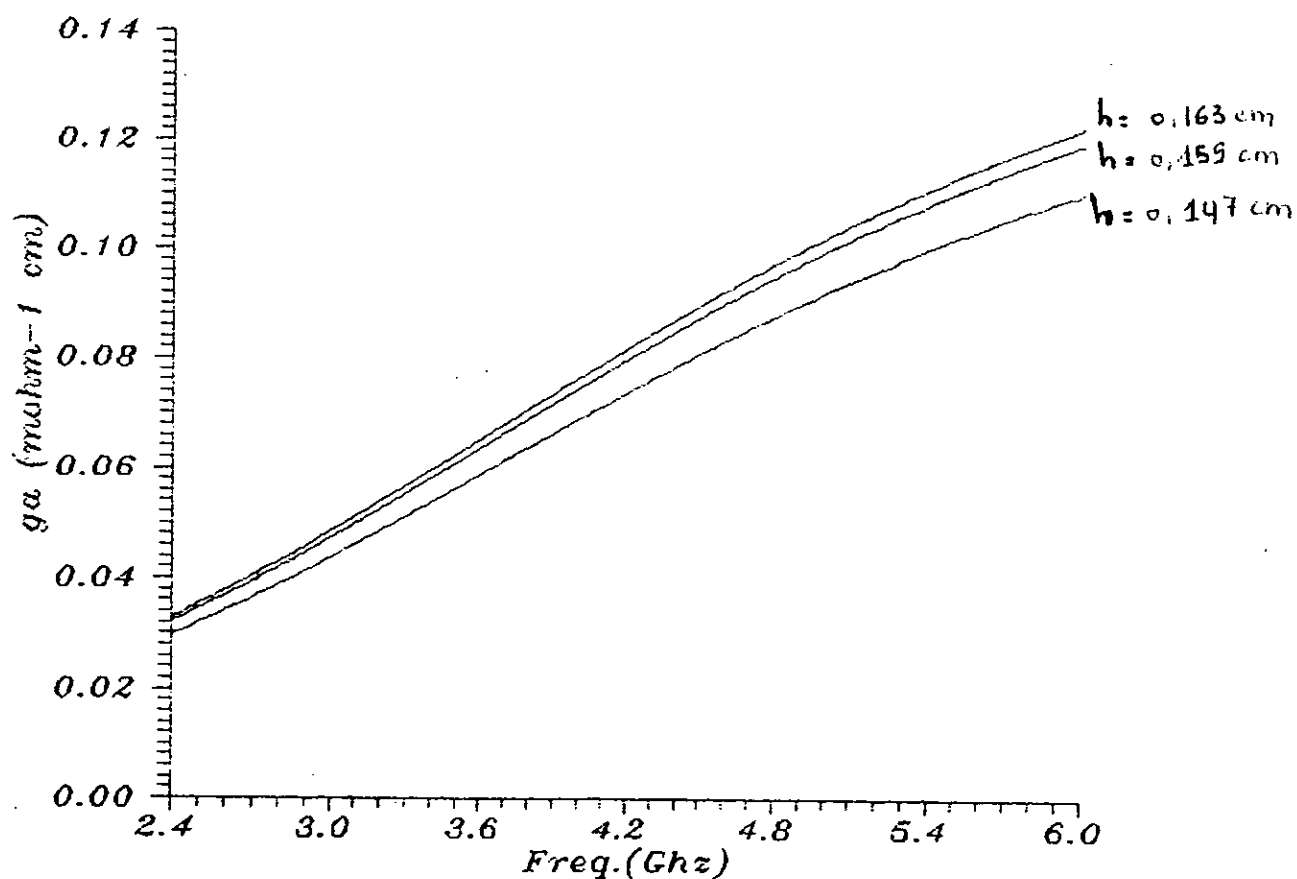


FIGURE 56 : Variation de la conductance en fonction de la fréquence,
avec h pour paramètre (approche du vecteur de POINTING).
 ($a = b = 1$ cm)

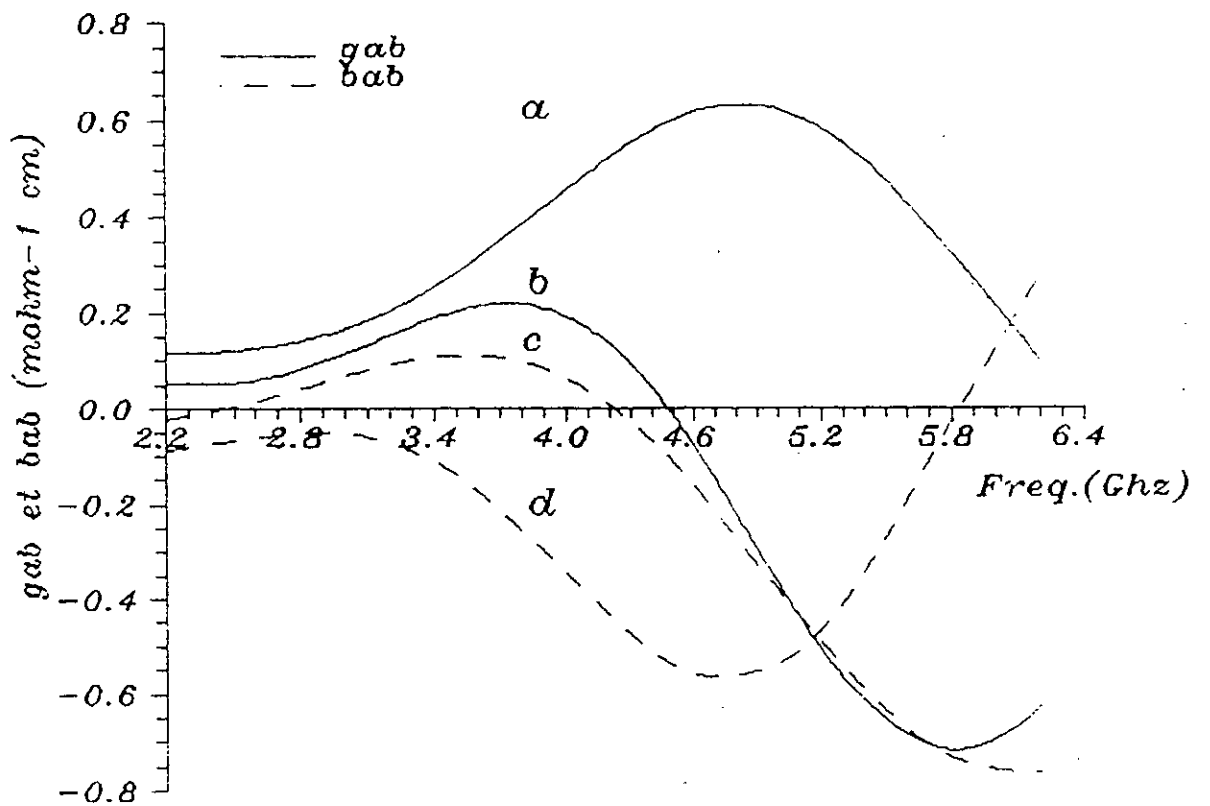


FIGURE 57 : Variation de l'admittance mutuelle en fonction de la fréquence.(équation 179).

$$h = 0,159\text{cm}$$

$$\text{a), c) } a = 3,2\text{cm} \quad b = 4,8\text{cm}$$

$$\text{b), d) } a = 3,2\text{cm} \quad b = 6,4\text{cm}$$

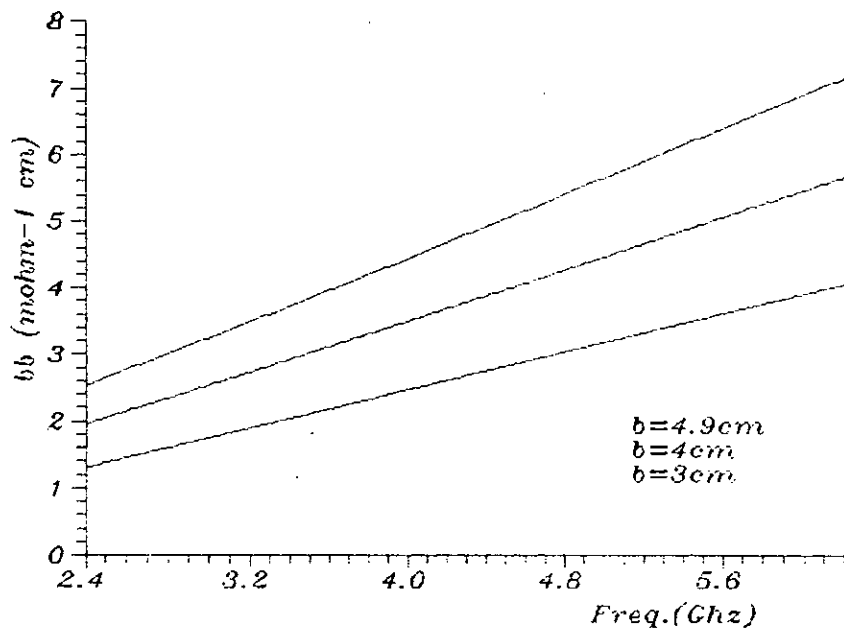


FIGURE 58 : Variation de l'auto-susceptance en fonction de la fréquence, en $\rho = b$ (équation 158) avec b pour paramètre.
 ($\epsilon_r = 2,52$; $h = 0,159 \text{ cm}$)

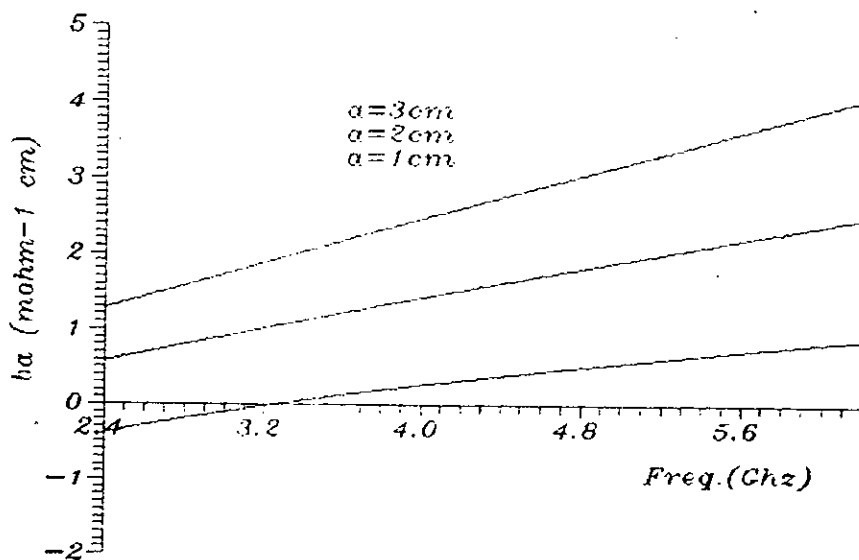


FIGURE 59 : Variation de l'auto-susceptance en fonction de la fréquence, en $\rho = a$ (équation 158) avec a pour paramètre.
 ($\epsilon_r = 2,52$; $h = 0,159 \text{ cm}$)

ou bien la (158) : ceci pour l'auto-susceptance en $\rho = b$. Pour l'auto-susceptance en $\rho = a$, on utilise les mêmes expressions à condition de remplacer b par a . Pour tracer les courbes des figures 58 et 59, on a utilisé la (158) car plus rigoureuse tandis que la (190) est plutôt approximative.

Les figures 58 et 59 représentent la variation de l'auto-susceptance en fonction de la fréquence avec pour paramètre b et a respectivement. On note que les courbes sont des droites croissantes avec la fréquence et qu'à égalité de cette dernière, on a une plus grande auto-susceptance pour une plus grande valeur du paramètre (b et a respectivement). Pour l'auto-susceptance $b(a)$ on peut remarquer que pour $a = 1\text{cm}$, elle admet des valeurs négatives pour ensuite passer par un zéro avant de croître vers les valeurs positives.

Les figures 60 et 61 représentent par contre les variations de la même auto-susceptance toujours en fonction de la fréquence, avec pour paramètre l'épaisseur h du substrat. Les mêmes remarques sont à faire, notamment en ce qui concerne l'auto-susceptance $b(a)$. Pour pouvoir calculer l'impédance offerte par le mode pair, il est nécessaire de déterminer l'impédance présentée par l'anse périphérique. Sa variation en fonction de la fréquence est indiquée en figure 62. La courbe a été tracée en vertu de la relation (142). Nous rappelons que pour évaluer l'entité de cette impédance, il a fallu assimiler l'anse rectangulaire à une ligne de transmission planaire de longueur $l + \Delta l$, de largeur w et terminée par un circuit ouvert. La longueur de la ligne a été prise légèrement plus grande que sa longueur physique afin de tenir compte des effets du champ de bord à sa terminaison ouverte. L'impédance de l'anse étant le rapport entre la tension et le courant au niveau du port 2, il a fallu modifier le sens de cette quantité conséquemment aux définitions données à la tension modale et au courant modal. La figure 62 a été tracée avec w pour paramètre, la longueur l étant égale à $0,4\text{cm}$. La courbe est croissante, et à égalité de fréquence, Z_{ear} est plus grande pour une largeur de l'anse plus grande.

La sonde d'alimentation ainsi que les modes non résonants contribuent d'une manière non dérisoire au rayonnement de l'antenne et leur effet peut être évalué d'une manière approximative par une réactance pure.

La figure 63 représente l'évolution de cette réactance en fonction de la fréquence, pour un diamètre d de la sonde d'alimentation égal à $0,125\text{cm}$. Cette réactance peut être évaluée rigoureusement en résolvant l'équation d'onde pour les modes non résonants en question, ce qui donne l'expression (181) Etant donné que cette dernière est difficile à évaluer en tant que fonction de plusieurs paramètres, une expression moins rigoureuse mais représentant une approximation du terme dominant de la réactance d'une sonde dans un guide d'onde a été utilisée pour tracer la figure 63. Il s'agit de l'expression (182)

$$X_p = \omega \mu_0 h / (2\pi) \ln (4c / \omega \gamma(\epsilon_r) d)^{1/2}$$

La réactance du coaxial est pratiquement une droite croissante avec la fréquence.

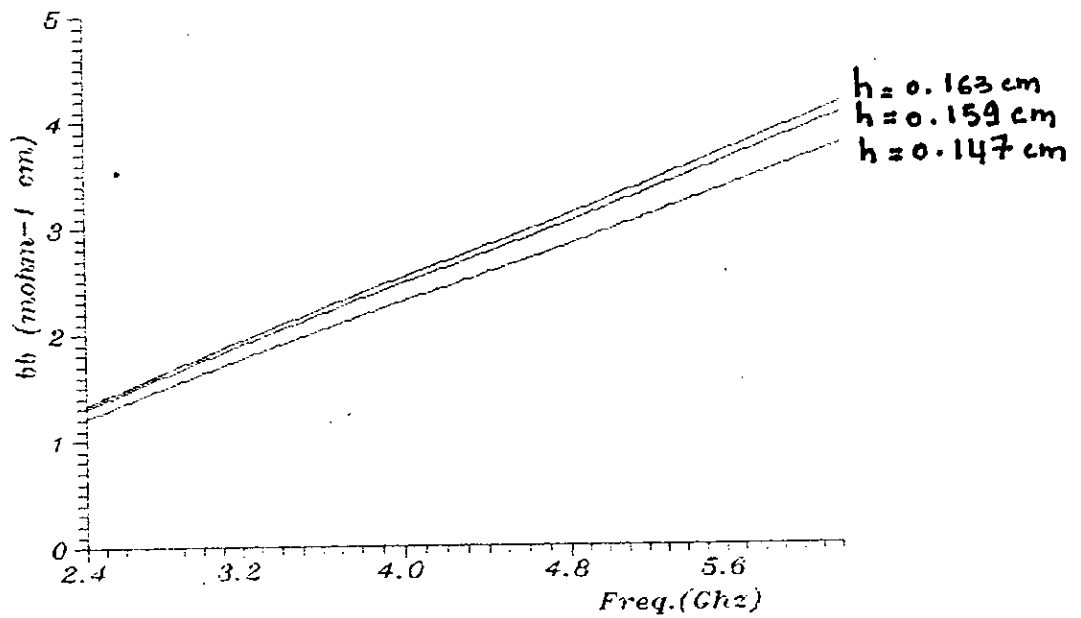


FIGURE 60 : Variation de la susceptance en fonction de la fréquence en $\rho = b$, avec h pour paramètre.
 (équation 158; mêmes données que la figure 59)

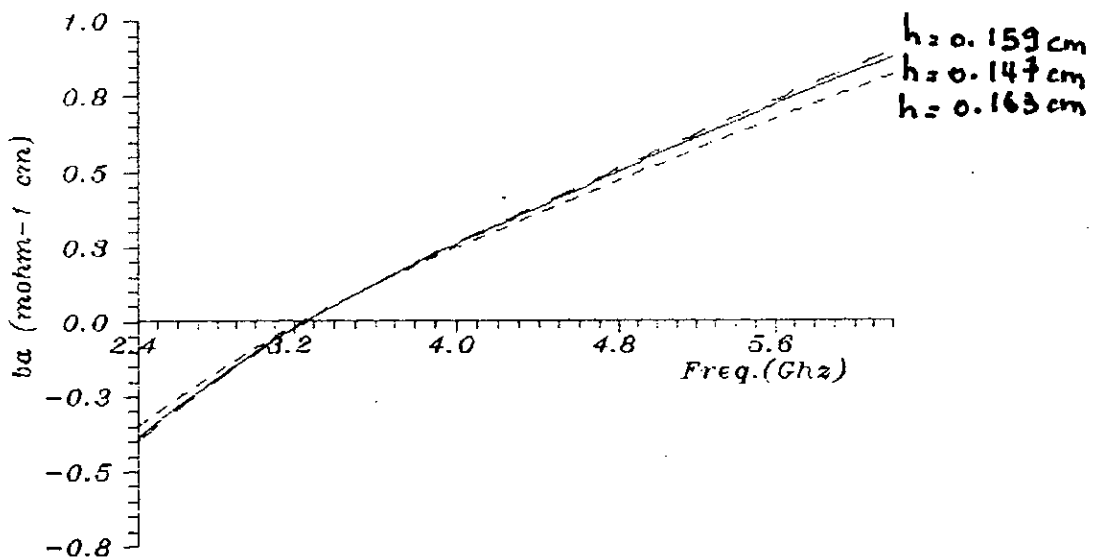


FIGURE 61 : Variation de la susceptance en fonction de la fréquence en $\rho = a$, avec h pour paramètre.
 (équation 158; mêmes données que la figure 60)

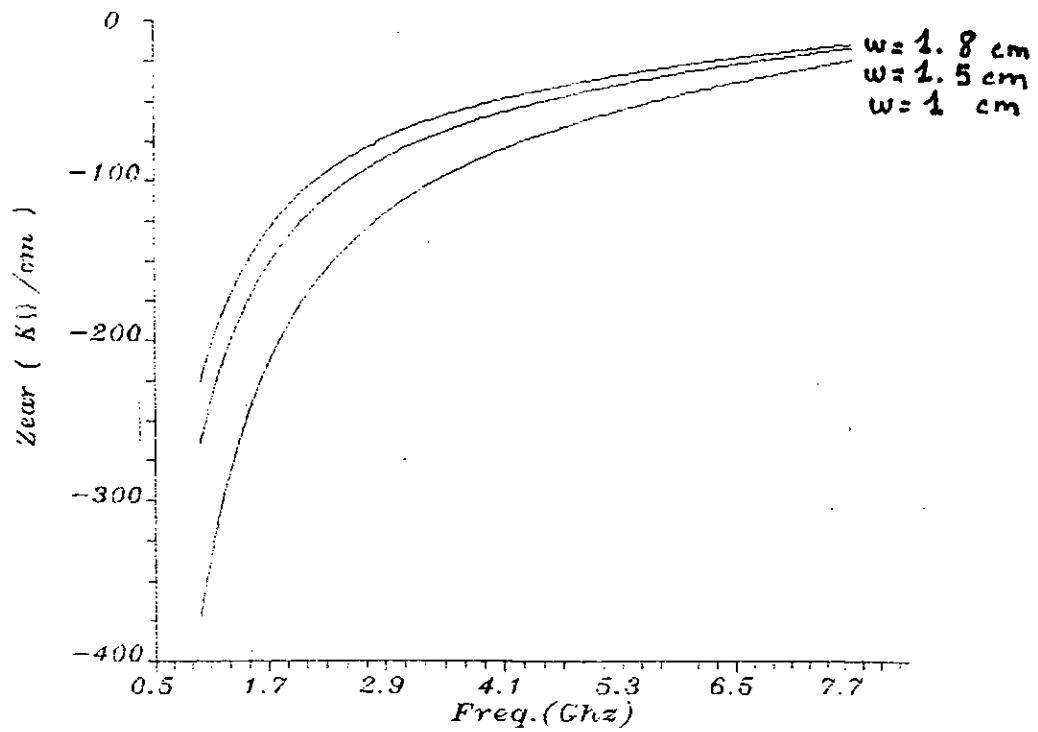


FIGURE 62 : Variation de l'impédance de l'anse en fonction de la fréquence (relation 142).
 ($b = 3$ cm ; $h = 0,159$ cm ; $\epsilon_r = 2,62$; $l = 0,4$ cm ; paramètre w)

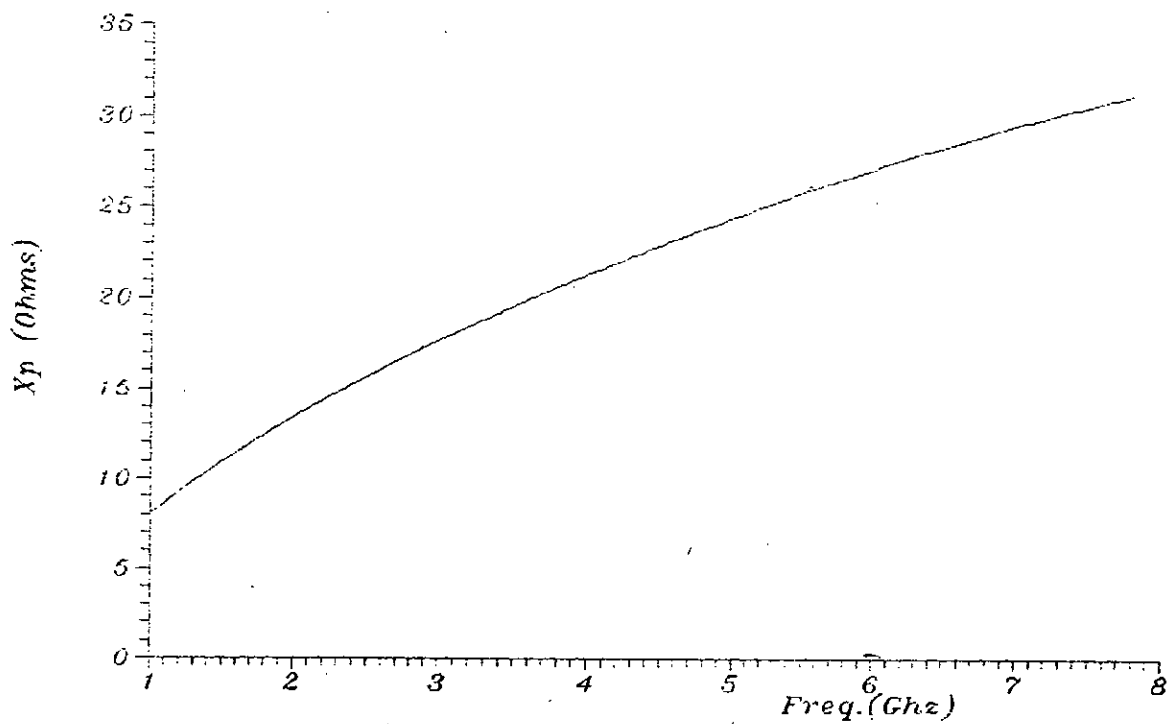


FIGURE 63 : Variation de la réactance du coaxial d'alimentation en fonction de la fréquence (équation 182).
 ($h = 0,159$ cm ; $\epsilon_r = 2,2$; $d = 0,125$ cm)

5 - PROSPECTIVES SUR LE DEVELOPPEMENT DES A.P.M-P.C

La recherche d'une émission à polarisation pure et robuste sur une large bande intéresse des applications de plus en plus nombreuses. Une fois déterminée l'action des facteurs dépolarisants, un moyen doit être trouvé pour s'y opposer ou la compenser.

S'agissant donc des facteurs à même de gêner la pureté de la polarisation, on peut citer les principaux, à savoir :

a) Les circuits d'excitation :

A ce sujet, un certain nombre de travaux récents ont été réalisés, notamment par S.E.SLAWSON et S.A.LONG [25] lesquels ont réussi à obtenir un radiateur polarisé circulairement à double bande, autrement dit une antenne plaque rectangulaire presque carrée qui rayonne une onde polarisée circulairement sur deux bandes de fréquence distinctes, si on l'alimente en un point de sa diagonale, avec une charge réactive réalisable avec des stubs court-circuit. D'autres investigations devraient permettre de concevoir une A.P.M qui produit des polarisations circulaires sur deux bandes séparées avec des rapports axiaux suffisamment bas.

K.HIROSE, H.HORIUSHI et H.NAKANO [26] ont, par contre, réussi à réaliser une antenne composée d'un alignement de fentes à double boucles (D.L.S ou Dual Loop Slot) qui a l'avantage, par rapport à l'antenne à fente conventionnelle d'avoir les deux boucles alimentées simultanément par une seule ligne de transmission triplaque, ce qui amène à un réseau d'antenne avec un système d'alimentation très simple.

Ce réseau arrive à rayonner une onde polarisée circulairement sous faisceau étroit avec un rapport axial de moins de 3dB sur une largeur de bande de 3% dans la bande de 12GHz.

En général, la génération d'un faisceau conique polarisé circulairement demande deux ou quatre sondes d'alimentation, donnant lieu ainsi à un système multi-alimentation complexe. H.NAKANO, V.VICHEN, T.SUGIURA et J.YAHAUCHI [27] ont réussi à contourner le problème en réalisant un patch à simple alimentation qui, excité par le mode TM_{mn} d'ordre plus élevé, rayonne un faisceau conique polarisé circulairement grâce à l'introduction de deux éléments perturbateurs et c'est en modifiant la position du point d'alimentation par rapport à ces éléments qu'on détermine le sens de rotation de l'onde polarisée. On trouve que la largeur de bande est de 0,7%, pour un rapport axial inférieur à 3dB.

E.LEVINE, G.MALAMUD, S.SHTRIKMAN et D.TREVES [28] ont utilisé une alimentation incorporée dans des alignements APM pour en étudier le rayonnement et les pertes et ce, en modélisant les courants électriques dans les lignes d'alimentation. Les résultats obtenus sont très utiles puisqu'ils sont utilisés comme une estimation globale des limitations de gain dans les grands réseaux imprimés. Enfin, U.R.KRAFT [29] a optimisé les performances d'une antenne à spirale planaire à 4 bras en utilisant un réseau d'alimentation qui permet un contrôle parfait des tensions d'excitation. Dans ce cas, ce type d'antenne rayonnera une polarisation circulaire parfaite dans la direction de l'axe.

L'antenne utilise une méthode mathématique pour décrire la pureté de la polarisation pour des excitations arbitraires. La discrimination de polarisation croisée (XPD) d'un système d'antennes étant considérée comme la somme de deux termes qui décrivent l'influence du réseau d'alimentation et la forme de l'antenne, il est possible de choisir un compromis entre l'optimisation de l'alimentation, l'optimisation de la forme de l'antenne, ou entre une combinaison des deux.

b) L'effet des tolérances de fabrication:

Les travaux, dans ce sens, ont montré que l'on peut obtenir une antenne polarisée circulairement à large bande en imprimant une certaine forme à la géométrie de la ligne micro ruban dans le cas d'une antenne ligne microruban à onde progressive.

Le mécanisme de rayonnement de ce type de structure, analysé et vérifié expérimentalement par L. SHAFFAI et D. ROSCOE [30] relève des discontinuités existantes le long de la ligne. Les deux sens de la polarisation circulaire peuvent être facilement obtenus en interchangeant la charge et les positions d'alimentation, tout comme il est possible d'obtenir un diagramme de rayonnement polarisé linéairement en remplaçant la charge adaptée par un court-circuit ou un circuit ouvert. La largeur de bande de l'antenne en question mesurée est de 10 à 16% et peut dépasser 20% pour un rapport axial inférieur à 3dB dans la bande opératoire.

En revanche, en faisant un choix judicieux des axes mineurs et majeurs d'un anneau à contours elliptiques confocaux, A. BHATTACHARYYA et L. SHAFFAY [31] ont montré qu'on peut obtenir une bonne polarisation circulaire de l'onde dans un domaine de fréquence suffisamment grand de même que le gain de 9,5dB en directivité est plus grand (de 2 à 3dB) que celui des patches circulaires et elliptiques.

c) Le niveau de la polarisation croisée :

A cet effet, T. HUYNH, K.F. LEE et R.Q. LEE [32] ont étudié les caractéristiques de la polarisation croisée des patches rectangulaires.

Il est démontré en particulier, que pour un patch rectangulaire excité alternativement avec les modes TM_{01} et TM_{10} , le rapport $E_{\text{copol}} / E_{\text{xpol}}$ est fonction du rapport a/b , a et b étant les dimensions du rectangle. Les résultats montrent pour une excitation donnée, à la fréquence de résonance du mode TM_{10} et TM_{01} avec la modification de la position de l'alimentation, pour diverses épaisseurs du substrat aux permittivités diélectriques $\epsilon_r = 2,32$ et $9,8$. Cette étude peut s'étendre aux patches circulaires, ouvrant ainsi des perspectives de développement pour ce type d'antenne.

d) Les ondes de surface et le rendement:

Dans ce domaine, A.J.M. SOARES et S.B. FONSECAS [33] ont procédé à l'analyse de l'excitation d'onde de surface A.P.M de forme annulaire. Le rendement de rayonnement de l'antenne, compte tenu de l'onde de surface, est calculé pour les modes TM_{11} , TM_{12} et TM_{13} pour différentes valeurs du substrat diélectrique. En opérant dans le mode TM_{13} , le rendement s'approche des 100%.

e) Les communications par satellite :

A ce propos, il est notoire que beaucoup de satellites de navigation utilisent la polarisation circulaire; or, les systèmes d'antennes correspondantes ne peuvent pas être développées à cause du manque de surfaces sélectives de polarisation. W.V.WILSON , T.TRALMAN et S.M.KHANNA [34] se sont justement intéressés à l'étude de telles surfaces sélectives qui se transmettent dans une certaine largeur de bande que l'onde incidente polarisée circulairement dans un sens donné et réfléchissent l'onde de polarisation circulaire de sens opposé.

E.LIER et T.SCHAUG-PETTERSEN [35] ont développé de leur côté un nouveau système polariseur guide d'onde avec deux quart d'onde dont l'utilité s'avère nécessaire dans les communications par satellite pour la conversion de polarisation de circulaire en linéaire et vice-versa. Ce guide d'onde a l'avantage d'avoir un isolement très élevé dans une très large bande de fréquence (supérieur à 44dB dans une bande de 10,95dB à 14,50dB avec un VSWR inférieur à 1.13, pour une isolation requise de 35dB). Les pertes d'insertion sont en dessous de 0,06dB et celles de réflexion en dessous de -24dB. Une vis assure l'ajustement des phases.

f) Les applications radar :

A.P.AGRAVAL et W.M. BOERNER [36] ont développé un important concept pour la classification et l'identification des cibles radars. Cette théorie sera d'une grande utilité pour la mise au point de polarisations optimales. On sait, en effet que lorsqu'une onde investit une cible, la polarisation du signal écho n'est plus celle du signal incident en général.

Ce changement caractérise justement la cible en question, et s'exprime par le biais de la matrice de diffusion. Les états de polarisation optimale peuvent être reportés sur la sphère de POINCARRE.

Dans le même état d'esprit, et toujours en rapport avec le radar A.BHATTACHARYYA [37], dans une étude assez récente, a mis au point une méthode d'identification de la cible, en présence de clutter terrestre en utilisant la polarisation. La cible-test (une boucle de fil conducteur) étant orientée arbitrairement, l'auteur trouve que le choix de la polarisation est un des facteurs clés dans l'identification des cibles radar, ce qui ouvre un vaste champ d'application et d'investigation dans ce domaine. Son analyse prend en compte le couplage mutuel entre la cible et le corps constituant le clutter.

g) Les télécommunications mobiles :

Une antenne qui a l'avantage de bien s'accomoder aux applications mobiles est celle qui a été conçue par M.CAI et M.ITO [38]; il s'agit d'un nouveau type d'antenne à profil bas dénommée CPLA (antenne à boucle polygonale combinée) qui produit un diagramme conique omnidirectionnel d'onde polarisée circulairement. Dans les limites d'une largeur de bande de fréquence de 16%, ce diagramme reste inchangé tandis que le V.S.W.R reste inférieur à 2,0 dans les limites d'une bande de 30% (4-5 GHz).

6 - CONCLUSION

Une antenne plaque a forme d'anneau circulaire pourvue d'une anse périphérique a été analysée et testée. L'approche mathématique pour l'étude d'une telle antenne est le modèle de ligne de transmission généralisée (GTLM).

L'impédance d'entrée de l'antenne opérant dans le mode TM_{12} a été calculée et comparée à celle expérimentale ou aux résultats fournis par d'autres auteurs. Les principales performances de cette antenne, telles que le diagramme de rayonnement, le gain, la directivité, la largeur de bande, la conductance propre, l'admittance mutuelle, l'impédance de l'anse etc..... ont été calculées ou mesurées.

La technique analytique développée ici peut servir de support mathématique à l'étude d'autres formes de patches dotés d'anses périphériques et à même de générer une polarisation circulaire.

Les contraintes matérielles liées au manque de laboratoire adéquatement équipé (chambre anéchoïde entre autres) et de documentation technique ont négativement conditionné la mise en oeuvre de cette thèse.

ANNEXE I- LA POLARISATION

1- Etat de polarisation des ondes planes harmoniques homogènes.

1-1 Définition de l'état de polarisation

L'état de polarisation de l'onde électromagnétique est lié à son caractère vectoriel. L'usage veut que l'état de polarisation soit défini à partir du champ électrique [39], usage imposé par les opticiens qui travaillent dans des domaines de fréquence pour lesquels le champ magnétique a peu d'influence. Mais en toute rigueur, il faudrait discuter aussi la polarisation du champ magnétique de l'onde.

Dans le cas de l'onde plane homogène, les états de polarisation des champs E et H sont les mêmes. Seule l'onde progressive directe sera prise en considération, l'onde inverse ne se différenciant de cette dernière que par le sens de propagation.

Cette onde peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E} = \text{Re } \vec{*E} = \text{Re}(\vec{E}' + \vec{E}'') = \text{Re } \vec{*E}_+ \exp [j^* (\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t)] \quad (\text{A1})$$

avec

$$\vec{*E}_+ = \vec{E}_1 + j\vec{E}_2 \quad (\text{A2})$$

L'équation de Maxwell $\vec{*K} \cdot \vec{*E} = 0$ entraîne $\vec{*K} \cdot \vec{*E}_+ = 0$, soit en séparant partie réelle et imaginaire :

$$\vec{K}_1 \cdot \vec{E}_1 - \vec{K}_2 \cdot \vec{E}_2 = 0 \quad (\text{A3})$$

$$\vec{K}_2 \cdot \vec{E}_1 - \vec{K}_1 \cdot \vec{E}_2 = 0 \quad (\text{A4})$$

Il s'ensuit que

$$\vec{E}_1 \cdot \vec{U}^\circ = \vec{E}_2 \cdot \vec{U}^\circ = 0 \quad (\text{A5})$$

en tenant compte que \vec{K}_1 et \vec{K}_2 sont parallèles à la direction de propagation de l'onde \vec{U}° définie par la direction de la vitesse de phase v.

Les vecteurs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont donc, comme le vecteur \vec{E} , dans le plan perpendiculaire à \vec{U}° (plan d'onde). Le lieu de l'extrémité de \vec{E} est en général une ellipse située dans le plan d'onde.

1-2 Représentation \vec{E}_1 et \vec{E}_2

Les coordonnées de l'extrémité de \vec{E} au point P dans le système d'axes cartésiens Pxyz ayant P comme origine ($\vec{r}=\vec{o}$), z étant dirigé ici suivant \vec{U}° sont obtenues en projetant sur x et y le vecteur :

$$\vec{E} = \text{Re}_e (\vec{E}_1 + j\vec{E}_2) \exp (j \omega t) = \vec{E}_1 \cos \omega t + \vec{E}_2 \sin \omega t$$

$$E_x = E_x^1 \cos \omega t + E_x^2 \sin \omega t \quad (\text{A6})$$

$$E_y = E_y^1 \cos \omega t + E_y^2 \sin \omega t \quad (\text{A7})$$

Equations paramétriques qui définissent une ellipse, lieu de l'extrémité du champ \vec{E} (Figure A1).

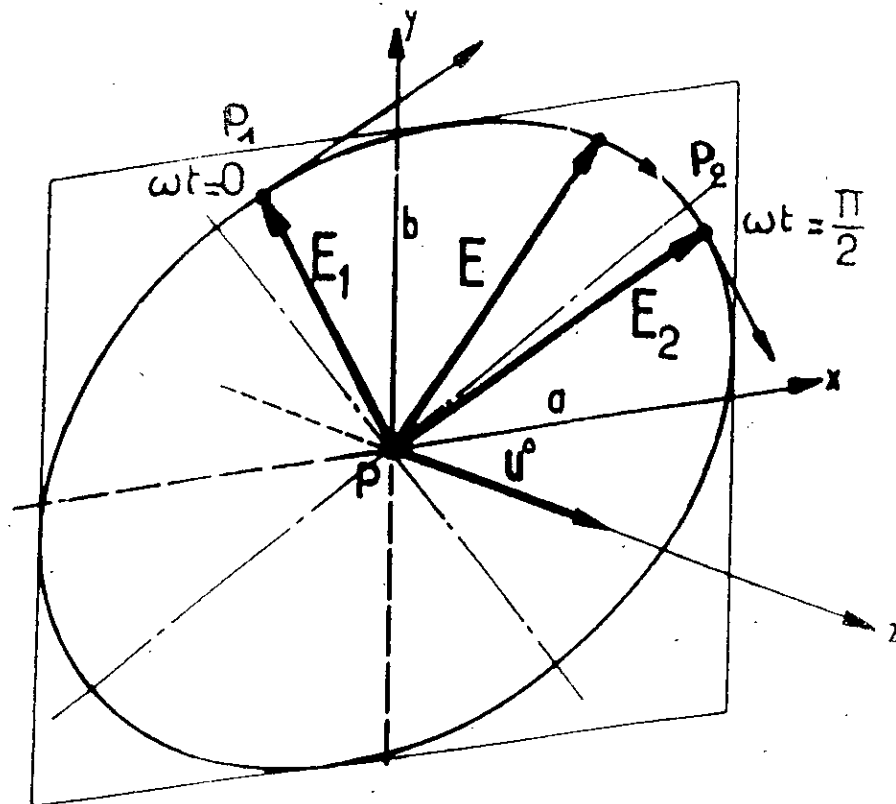


Figure A1

La vitesse de cette extrémité est donnée par :

$$\frac{d\vec{E}}{dt} = \omega \vec{E}_1 \sin \omega t + \omega \vec{E}_2 \cos \omega t$$

Lorsque $\omega t = 0$, alors $\vec{E} = \vec{E}_1$ et la vitesse a le sens de \vec{E}_2 .

Lorsque $\omega t = \pi/2$, alors $\vec{E} = \vec{E}_2$ et la vitesse a le sens de $-\vec{E}_1$.

Dans le premier cas, la tangente à l'ellipse au point P_1 extrémité de \vec{E}_1 est parallèle à \vec{E}_2 ; dans le deuxième cas, la tangente au point P_2 extrémité de \vec{E}_2 est parallèle à $-\vec{E}_1$.

On voit donc apparaître le caractère physique des vecteurs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 qui sont une paire de rayons conjugués de l'ellipse. \vec{E}_1 et \vec{E}_2 définissent l'état de polarisation de l'onde \vec{E} puisqu'ils déterminent la position, la forme et les dimensions de l'ellipse, lieu de l'extrémité du vecteur électrique.

Propriétés des rayons conjugués d'une ellipse

$$\vec{E}_1 \times \vec{E}_2 = \text{const} \quad (\text{A8})$$

$$E_1^2 + E_2^2 = \text{const} \quad (\text{A9})$$

La (8) donne la surface de l'ellipse tandis que la (9) donne l'intensité de l'onde.

Si \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont quelconques, on dit que la polarisation est elliptique. Si on a $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = 0$, avec $E_1 = E_2$, la polarisation est dite circulaire puisque l'ellipse devient un cercle.

Si \vec{E}_1 ou \vec{E}_2 est nul la polarisation est rectiligne, E garde une direction fixe.

Lorsque la rotation de \vec{E} a lieu dans le sens des aiguilles d'une montre pour un observateur qui regarde vers la source, on dit que la polarisation est directe ou à droite. L'angle orienté (\vec{E}_2, \vec{E}_1) est alors inférieur à $\pi/2$. Dans le cas contraire la polarisation est inverse ou à gauche.

1-3- Représentation a,b, φ

Il s'agit d'écrire les composantes du champ électrique sous la forme

$$E_x = a \cos(\omega t + j_x) \quad (\text{A } 10)$$

$$E_y = b \cos(\omega t + j_y) \quad (\text{A } 11)$$

et

$$\varphi = \varphi_y - \varphi_x \quad (\text{A } 12)$$

L'ellipse est alors définie par les côtés 2a et 2b du rectangle circonscrit et par la différence de phase φ des composantes du champ électrique (Figure A2).

Puisqu'on a :

$$a = [(E_1^x)^2 + (E_2^x)^2]^{1/2} \quad (\text{A } 13)$$

$$b = [(E_1^y)^2 + (E_2^y)^2]^{1/2} \quad (\text{A } 14)$$

$$\text{tg } \varphi_x = E_2^x / E_1^x \quad (\text{A } 15)$$

$$\text{tg } \varphi_y = E_2^y / E_1^y \quad (\text{A } 16)$$

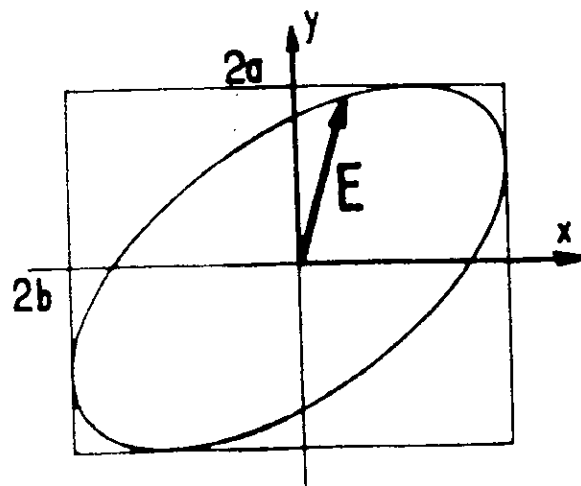


Figure 2

Alors l'équation implicite de l'ellipse s'écrit sous la forme

$$(E_x)^2/a^2 + (E_y)^2/b^2 - 2 E_x E_y / ab \cos \varphi = \sin^2 \varphi$$

Suivant les différentes valeurs de φ et suivant que a et b sont égaux ou pas, on peut décrire les états de polarisation elliptique gauche ou droite, circulaire gauche ou droite, rectiligne etc. Comme cela est indiqué en Figure A3.

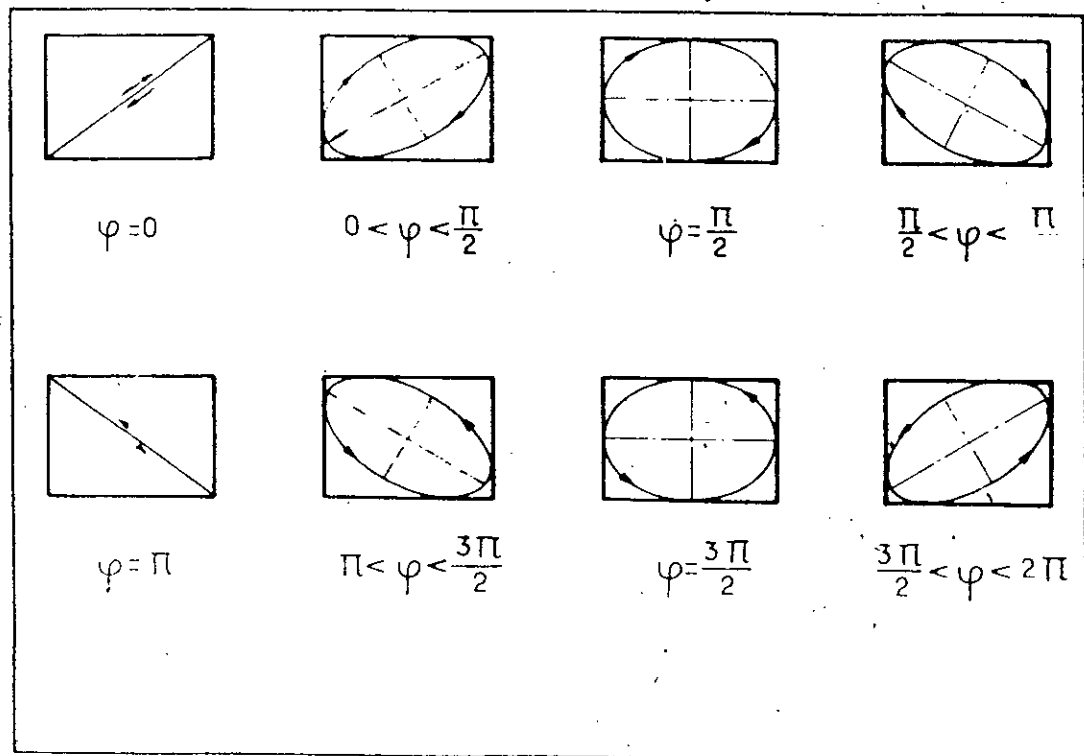


Figure A3

1-4- Représentation a_o, b_o, α

Pour caractériser l'état de polarisation, on peut utiliser les paramètres $2a_o$, grand axe de l'ellipse, $2b_o$, petit axe et α angle que fait le grand axe avec l'axe de référence P_x .

On a les relations :

$$(a_o)^2 + (b_o)^2 = a^2 + b^2 = (E_1)^2 + (E_2)^2 \quad (A 17)$$

$$a_o b_o = ab \sin \varphi = [E_1 \times E_2] \quad (A 18)$$

$$\operatorname{tg} 2 \alpha = (2ab/a^2 - b^2) \cos \varphi = \operatorname{tg} 2 \beta \cos \varphi \quad (A 19)$$

α définit l'orientation de l'ellipse, β la forme du rectangle circonscrit.

Dans cette représentation, la polarisation circulaire est définie par $a_o = b_o$, la polarisation rectiligne par b_o (ou a_o) = 0

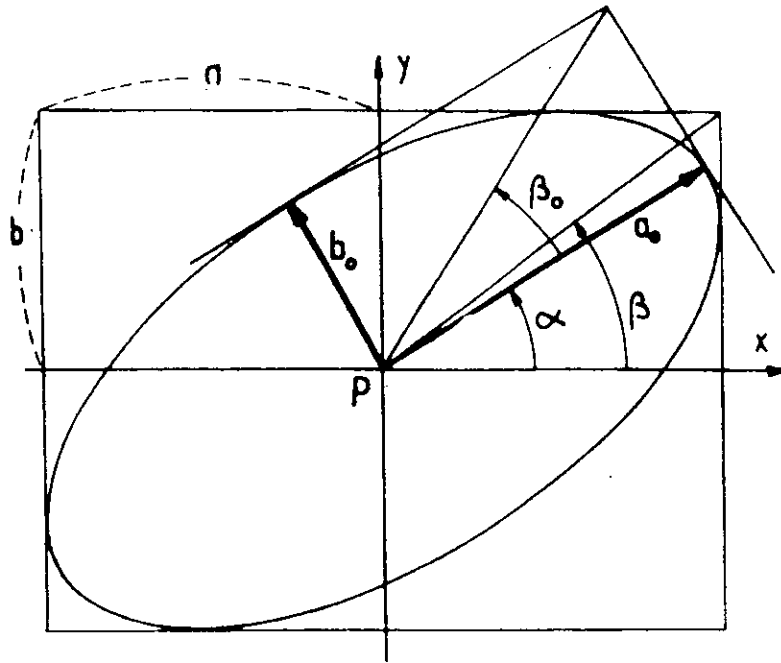


Figure A4

1-5- Représentation de Stockes

L'état de polarisation peut enfin être caractérisé par 4 paramètres S_0, S_1, S_2, S_3 , ainsi définie en fonction des paramètres a, b, φ du paragraphe 1-3.

$$S_0 = a^2 + b^2 \quad (\text{A } 20)$$

$$S_1 = a^2 - b^2 \quad (\text{A } 21)$$

$$S_2 = 2ab \cos \varphi \quad (\text{A } 22)$$

$$S_3 = 2ab \sin \varphi \quad (\text{A } 23)$$

Ces paramètres, dits de Stockes sont reliés à l'angle α qui définit l'orientation de l'ellipse et à β_0 qui définit l'ellipticité, de la manière suivante

$$S_1 = S_0 \cos 2\alpha \cos 2\beta_0 \quad (\text{A } 24)$$

$$S_2 = S_0 \sin 2\alpha \cos 2\beta_0 \quad (\text{A } 25)$$

$$S_3 = S_0 \sin 2\beta_0 \quad (\text{A } 26)$$

S_1, S_2, S_3 peuvent alors être considérés comme les composantes cartésiennes d'un point M d'une sphère Σ de rayon S_0 .

La sphère est appelée sphère de Poincaré. L'hémisphère Nord définit les états de polarisation à droite, l'hémisphère Sud les états de polarisation à gauche. L'équateur définit les états de polarisation linéaire. Le pôle Nord l'état de polarisation circulaire droit et le pôle Sud l'état de polarisation circulaire gauche.

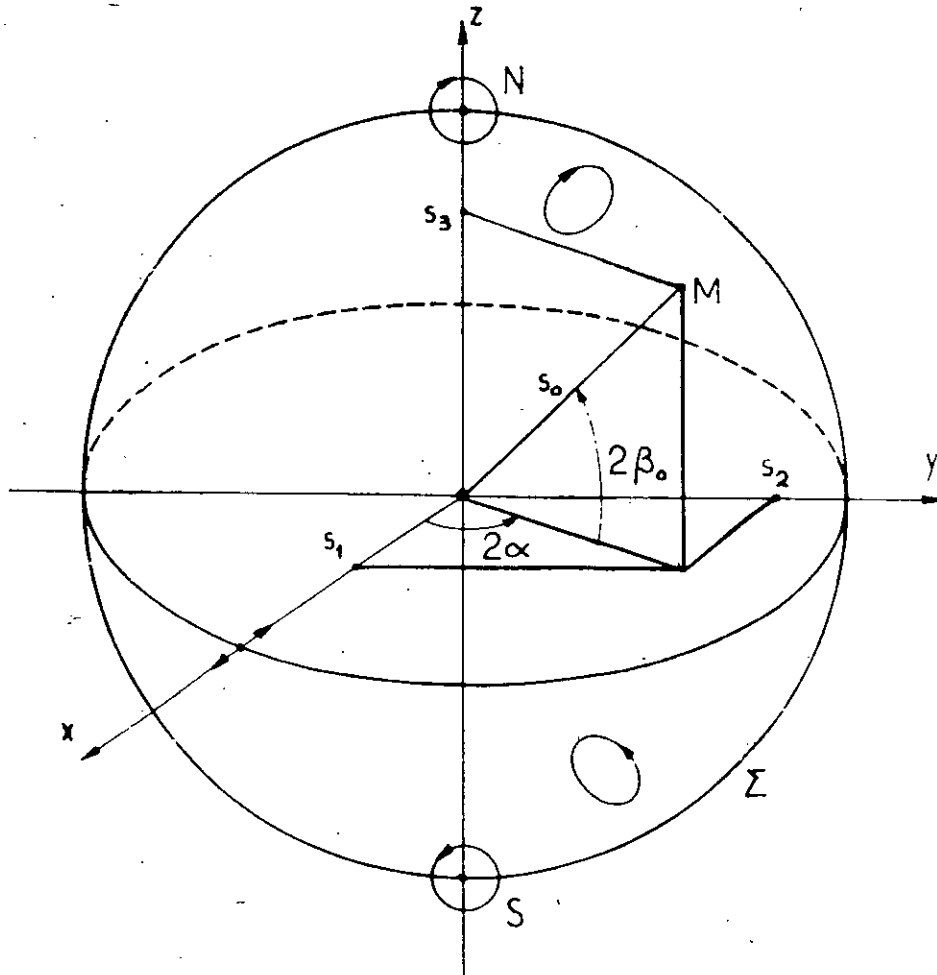


Figure A5

1-6- Composition d'ondes

a) Une onde polarisée linéairement peut être considérée comme la composition de deux ondes elliptiques gauche et droite ou de deux ondes circulaires gauche et droite de même amplitude.

$$\vec{E} = \vec{E}_1 \exp(-j\omega t) = [(\vec{E}_1/2) + (j\vec{E}_2/2) + (\vec{E}_1/2) - (j\vec{E}_2/2)]$$

$$\vec{E} = [(\vec{E}_1/2) + (j\vec{E}_2/2)] \exp(-j\omega t) + [(\vec{E}_1/2) - (j\vec{E}_2/2)] \exp(-j\omega t)$$

\vec{E}_2 est un vecteur quelconque. Cette décomposition est utilisée dans l'étude de l'effet Faraday.

b) Une onde elliptique peut être décomposée en deux ondes circulaires gauche et droite.

$$\vec{E} = (\vec{E}_1^{\circ} + j\vec{E}_2^{\circ}) \exp(-j\omega t)$$

$$\vec{E} = (\vec{E}_2^{\circ} a + j\vec{E}_2^{\circ} b) \exp(-j\omega t)$$

a et b étant deux vecteurs unitaire dirigés suivant les axes principaux de l'ellipse.

Posons :

$$\vec{E}_1^o = e + e' \text{ et } \vec{E}_2^o = e - e'$$

$$\vec{E}^* = [(e+e')a + j b(e-e')] \exp(-j\omega t)$$

$$\vec{E}^* = e(a+j b) \exp(-j\omega t) + e'(a-j b) \exp(-j\omega t)$$

c) Une onde elliptique peut se décomposer en une onde linéaire suivant une direction donnée oz de l'espace et deux ondes circulaires gauche et droite dans le plan oxy perpendiculaire à oz. Il suffit de projeter E^* sur oz et dans le plan perpendiculaire à oz.

$$\vec{E}^* = (\vec{E}_1 + j\vec{E}_2) \exp(-j\omega t)$$

$$\vec{E}^* = (\vec{E}_1^z + j\vec{E}_2^z) \exp(-j\omega t) + (\vec{E}_1^{xy} + j\vec{E}_2^{xy}) \exp(-j\omega t)$$

Cette décomposition est utilisée dans l'étude de l'effet Zeeman.

2- Ondes planes harmoniques inhomogènes

Il existe un autre type d'onde plane inhomogène pour laquelle le vecteur d'onde complexe $k^* = \vec{k}_1 + j\vec{k}_2$ est tel que \vec{k}_1 et \vec{k}_2 ne sont pas parallèles. L'onde homogène est donc un cas particulier de l'onde inhomogène (cas pour lequel \vec{k}_1 et \vec{k}_2 ont même direction). Les ondes inhomogènes s'observent en particulier au voisinage des sources ou des surfaces de discontinuité.

\vec{k}_1 est appelé vecteur d'onde, \vec{k}_2 vecteur d'atténuation. \vec{k} détermine la direction de propagation de l'onde inhomogène.

Le lieu des points à amplitude constante est donné par $\vec{k}_2 \cdot \vec{r} = \text{const.}$
C'est un plan perpendiculaire à \vec{k}_2 .

Le lieu des points à phase constante est donné par $\vec{k}_1 \cdot \vec{r} = \text{const.}$
C'est un plan perpendiculaire à \vec{k}_1 . (Figure A6)

La vitesse de phase est donnée par :

$$\vec{v} = (\omega/k_1) \cdot \vec{k}_1 \quad (A 27)$$

Si dans le cas de l'onde homogène les 2 vecteurs champs \vec{E} et \vec{H} sont tous deux transversaux, c'est-à-dire orthogonaux à la direction de propagation, il n'en est plus de même pour l'onde plane inhomogène. Toutefois, une onde inhomogène peut toujours se décomposer en deux modes simples :

a) Mode TE

Le champ électrique \vec{E} est transversal, c'est-à-dire qu'il est perpendiculaire au plan défini par \vec{k}_2 et \vec{k}_1

b) Mode TM

Le champ magnétique H est transversal, c'est-à-dire qu'il est perpendiculaire au plan défini par \vec{k}_1 et \vec{k}_2 .

L'onde plane homogène définit le mode TEM, dénomination qui exprime que \vec{E} et \vec{H} sont tous deux transversaux.

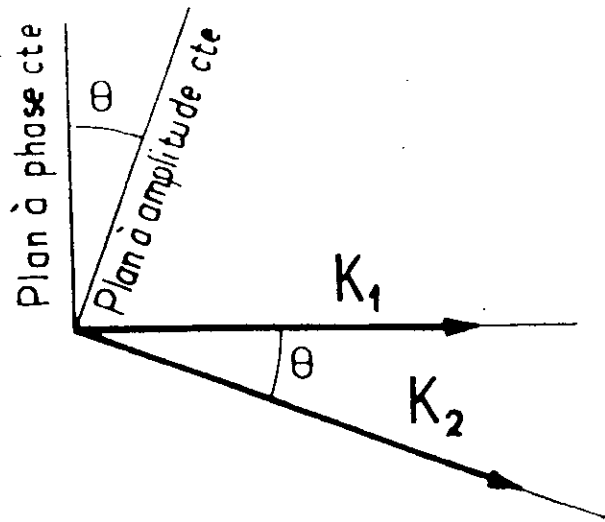


Figure A6

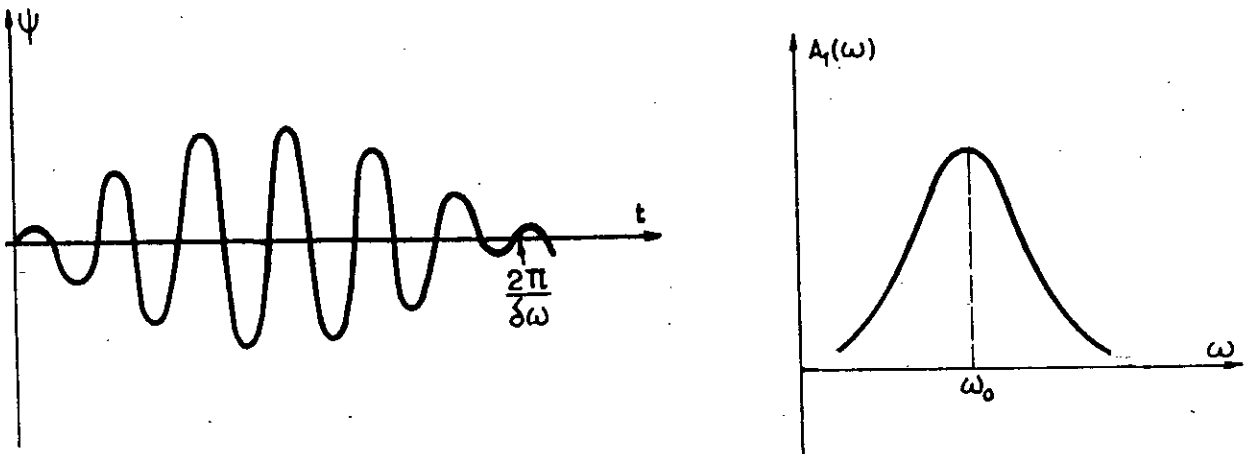


Figure A7

3- Etat de polarisation des ondes quasi-monochromatiques

3-1- Définition et vitesse de groupe

On appelle paquet d'onde ou onde quasi-monochromatique, une superposition d'ondes planes harmoniques dont les pulsations sont comprises dans une bande $\delta\omega$ très étroite centrée sur une pulsation moyenne ω_0 .

Une onde quasi-monochromatique est représentée schématiquement ainsi que son spectre, dans la figure A7.

Est appelée vitesse de groupe, la vitesse avec laquelle se propage un point déterminé du paquet d'onde (en particulier le maximum).

Si le milieu n'est pas dispersif, la vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase. Si le milieu est peu dispersif, le paquet d'onde ne se déforme pas trop; la vitesse de groupe est alors inférieure à la vitesse de phase et correspond à la vitesse de l'énergie.

Dans les milieux très dispersifs, la vitesse de groupe perd de sa signification physique.

3-2- Polarisation des ondes quasi-monochromatiques

L'étude de la polarisation des ondes quasi-monochromatiques est facilitée par l'introduction des paramètres de Stockes :

$$S_0 = \overline{E_x(t) \cdot E_x(t)} + \overline{E_y(t) \cdot E_y(t)} \quad (\text{A } 28)$$

$$S_1 = \overline{E_x(t) \cdot E_x(t)} - \overline{E_y(t) \cdot E_y(t)} \quad (\text{A } 29)$$

$$S_2 + j S_3 = 2 \overline{E_x(t) \cdot E_y(t)} \quad (\text{A } 30)$$

L'intérêt des paramètres de Stockes réside, d'une part, dans le fait qu'ils sont tous les quatre homogènes à une énergie et d'autre part qu'ils se prêtent bien au traitement de l'information, à la théorie du signal. Ils se déterminent expérimentalement. Pour cela, il suffit de disposer d'un polariseur, d'une lame ronde et d'un détecteur (figure A8).

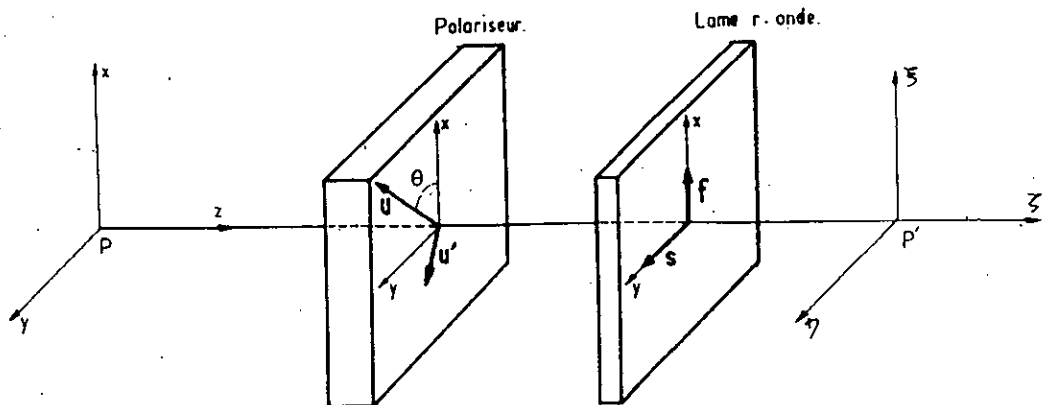


Figure A8

Un polariseur a la propriété d'être transparent pour une onde polarisée dans une certaine direction définie par le vecteur unitaire \vec{u} et d'être opaque dans une direction perpendiculaire définie par \vec{u}' ($\vec{u} \cdot \vec{u}' = 0$) ou encore de ne modifier en rien une onde incidence polarisée rectilignement dans la direction \vec{u} et de ne donner aucune réponse à une onde incidente polarisée dans la direction \vec{u}' . Une lame ronde a la propriété de retarder d'un angle $\varphi = 2\pi$ la composante d'une onde incidente sur un axe défini par le vecteur s par rapport à la composante de l'onde sur un axes f perpendiculaire à s . L'axe s est appelé axe lent, f est l'axe rapide.

En orientant le polariseur de sorte que θ prenne les valeurs $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ en donnant à φ les valeurs 0 et $\pi/4$ et en mesurant à chaque fois l'énergie de l'onde au point P' , on peut déterminer les paramètres de stocks de l'onde au point P .

Avec les sources lumineuses, infra-rouges ou ultra-violettes habituellement utilisées, une rotation quelconque d'un polariseur ne modifie pas l'intensité de l'onde transmise. Il en est de même quel que soit le retard φ apporté par une lame ronde.

Pour l'onde donnée par de telles sources, $S_0'(\theta', \varphi)$ est constant, ce paramètre étant défini par :

$$S_0'(\theta, \varphi) = 1/2[S_0 + S_1 \cos 2\theta + (S_2 \cos \varphi + S_3 \sin \varphi \sin 2\theta)]$$

Les paramètres de stock d'une telle onde sont donnés par :

$$S_0 = 2S_0', S_1 = S_2 = S_3 = 0$$

On dit que l'onde est non polarisée ou incohérente. La réflexion d'une onde sur une surface quelconque introduit un axe préférentiel (l'axe perpendiculaire au plan d'incidence).

On obtient alors une onde partiellement polarisée pour laquelle:

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 < S_0^2 \quad (\text{A 31})$$

L'onde strictement monochromatique obéit à la relation :

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 0 \quad (\text{A 32})$$

On dit qu'elle est totalement polarisée. Une telle éventualité peut se produire pour une onde quasi-monochromatique. C'est le cas des ondes UHF et de la lumière laser. On parle alors d'onde cohérente.

On peut considérer une onde partiellement polarisée comme la superposition de deux ondes, l'une non polarisée et l'autre totalement polarisée.

De même, l'onde non polarisée (naturelle) peut être considérée comme la superposition d'ondes totalement polarisées, la forme et l'orientation des ellipses de chacune d'elles variant de façon incohérente en fonction du temps, de sorte qu'il n'est pas possible de mettre en évidence une direction moyenne privilégiées.

4- Polarisation des ondes réfléchies et transmises.

4-1- Réflexion vitreuse

a) Cas $n_2 > n_1$

Dans ce cas, les coefficients de réflexion et de transmission sont réels. Si l'onde incidente est polarisée linéairement, les ondes réfléchies et transmises sont aussi polarisées linéairement.

b) Cas $n_2 < n_1$: étude de la réflexion totale

Dans le cas de la réflexion totale, les 2 composantes $E_{r//}$ et $E_{r\perp}$ sont déphasées d'un angle $\varphi = \varphi_e - \varphi_m$

φ s'annule pour $\theta_i = \theta_c$ (angle critique) et pour $\theta_i = \pi/2$

La courbe de la figure A9 donne la variation de φ en fonction de θ_i .

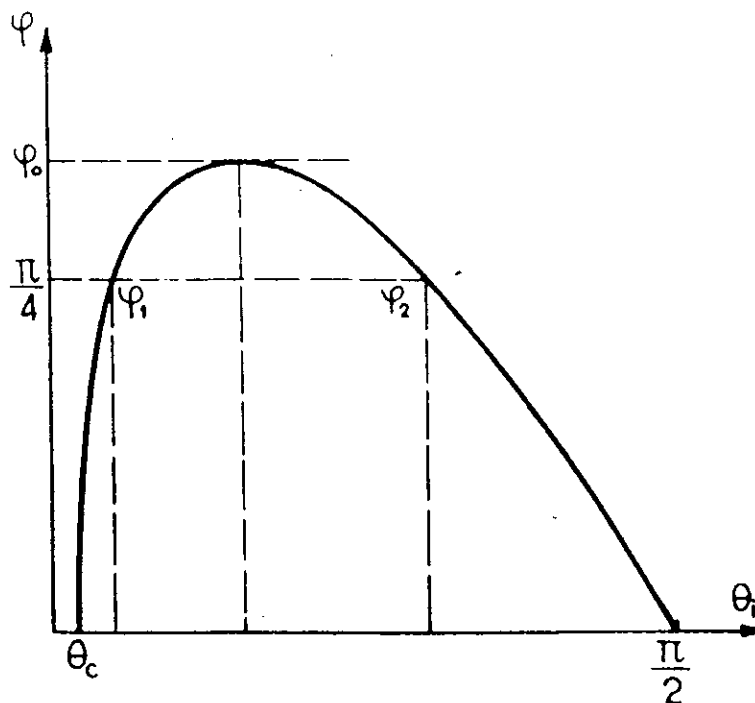


Figure A9

φ admet un maximum φ_0 pour un angle d'incidence θ déterminé. On peut utiliser ce phénomène pour obtenir une onde polarisée circulairement. Il est nécessaire alors que l'onde incidente soit polarisée linéairement avec un angle azimutal de 45° .

D'autre part, il faut que φ soit égal à 90° , ce qui implique que doit être vérifiée la relation :

$$\text{tg} (\varphi_0/2) > 1$$

Cette condition est facilement réalisable par les ondes UHF.

4-2- Réflexion métallique

Considérons le cas d'une onde incidente polarisée rectilignement.

Si φ est nul ou égal à π (cas de la réflexion vitreuse et cas de l'onde incidente normale ou rasante) on retrouve une onde réfléchie polarisée rectilignement. Si φ est différent de zéro (réflexion totale, métallique) l'onde réfléchie est polarisée elliptiquement. L'onde réfléchie ne sera polarisée rectilignement que si l'angle azimutal est égale à 0 ou à $\pi/2$ c'est-à-dire dans le cas de l'onde incidente TE et TM.

Si on introduit entre les deux composantes de l'onde incidente une différence de phase φ à l'aide d'un compensateur, l'onde réfléchie sera polarisée rectilignement avec un angle azimutal appelé azimut de polarisation établie. Il est défini en général

pour $\alpha_i = \pi/4$

5- Théorie classique de la polarisation non linéaire

Le champ électrique d'une onde plane se propageant dans une direction donnée z s'écrit:

$$\vec{E}(\omega) = R_e \vec{E}(\omega) = R_e \vec{E}^*(-\omega)$$

avec

$$\vec{E}(\omega) = \vec{E}_0 \exp(j(\vec{K}r - \omega t))$$

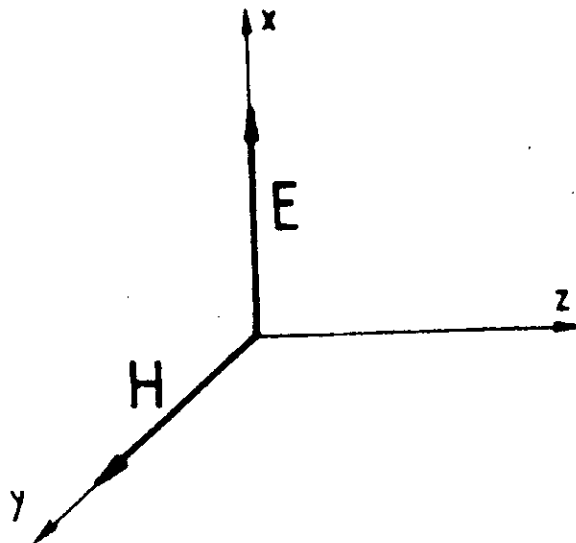


Figure A 10

Dans le cas d'une onde polarisée rectilignement, E_0 est réel et a une direction fixe (axe des x par exemple).

L'équation du mouvement d'un électron libre est donnée par :

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - m(\vec{v}/\tau) \quad (A 33)$$

Le temps de relaxation τ a été introduit pour tenir compte des phénomènes d'amortissement. On tient compte ici de la force de Laplace précisément pour introduire la polarisation non linéaire.

La (A 33) s'écrit en projection sur les axes :

$$\begin{aligned} m d^2 x / dt^2 &= q E_x - q (d^2 z / dt^2) B_y - (m / \tau) (d^2 x / dt^2) \\ m d^2 y / dt^2 &= - (m / \tau) (d^2 y / dt^2) \\ m d^2 z / dt^2 &= - q (d^2 x / dt^2) B_y - (m / \tau) (d^2 z / dt^2) \end{aligned} \quad (A34)$$

En négligeant la force de Laplace, le mouvement des électrons, en première approximation, est dirigé suivant l'axe x :

$$\dot{x}(\omega) = - (q E_0 \exp j(Kz - \omega t)) / (m(\omega^2 + j \omega / \tau)) \quad (A35)$$

Associée à ce mouvement, la polarisation du milieu est linéaire et définie par :

$$\dot{p}_x L_{(w)} = N q \dot{x}(\omega) \quad (A36)$$

Si on porte la (A 35) dans la dernière équation du système (A34) on obtient :

$$[(d^2 z / dt^2) + (1 / \tau) d^2 z / dt] = - [j \omega q^2 \mu_0 E_0^2 \exp 2j(Kz - \omega t)] / [m^2 Z (\omega^2 + j \omega / \tau)] \quad (A 37)$$

où Z est l'impédance du milieu.

En ne s'intéressant qu'au régime permanent, on cherche des solutions de la forme :

$$Z = Z_0 \exp(-2j\omega t) \quad (A 38)$$

Ainsi, l'oscillation des électrons suivant la direction longitudinale de propagation s'effectue à une fréquence double. En portant la (A 38) dans la (A 37) on obtient :

$$Z = [(jq^2 \mu_0) / (m^2 Z)] \cdot [(E_0^2 \exp 2j(Kz - \omega t)) / ((\omega^2 + j\omega / \tau)(4\omega + 2j / \tau))] \quad (A 39)$$

Associée à ce mouvement, une polarisation longitudinale du milieu est possible. Elle ne sera plus proportionnelle au champ électrique, mais au carré de celui-ci. C'est-à-dire qu'elle sera d'ordre 2.

Les dipôles de moment $q^2 z(2\omega)$ rayonnent et donneront naissance à une onde de fréquence double polarisée longitudinalement et dont l'intensité est très faible.

Le modèle qu'on vient de voir peut expliquer les polarisations non linéaires d'ordre supérieures. Si on porte dans la (A 34), la (A 39), on obtient la polarisation non linéaire d'ordre 3 etc.

Aux fréquences UHF, les phénomènes non linéaires sont importants dans les plasmas, particulièrement en présence d'un champ magnétique statique intense. On a alors des effets de mélange de fréquences, de modulation etc.

ANNEXE 2 : RESULTATS DE Zin(f)(mesures)

TABLEAU 2 :

1 - PATCH ANNULAIRE SANS ANSE :

WILTRON

360 NETWORK ANALYSER

MODEL : DATE :
DEVICE ID : OPERATOR :

SWEEP DATA

START : 3,9960 GHz GATE START : - ERROR CORR : 12 - TERM
STOP : 4,4020 GHz GATE STOP : - AVERAGING : 1 PTS
STEP : 0,0140 GHz GATE : - IF BNDWDTH : REDUCED
WINDOW : -

CH1

PARAMETER : S11
NORMALIZATION : OFF
REFERENCE PLANE : 0,0000 mm
SMOOTHING : 0,0 PERCENT
DELAY APERTURE : -

MARKERS :

MKR	FREQ	RESISTANCE	REACTANCE
=	GHZ	OHMS	OHMS
4	4,1920	249,855E+00	49,410E+00

FREQUENCY POINTS :

PNT	FREQ	RESISTANCE	REACTANCE
=	GHZ	OHMS	OHMS
1	3,9960	44,801E+00	88,916E+00
2	4,0100	53,928E+00	118,662E+00
3	4,0240	71,547E+00	150,564E+00
4	4,0380	102,864E+00	184,358E+00
5	4,0520	159,198E+00	211,639E+00
6	4,0660	247,456E+00	203,624E+00
7	4,0800	322,120E+00	111,923E+00
8	4,0940	281,230E+00	-3,642E+00
9	4,1080	194,704E+00	-23,803E+00
10	4,1220	145,593E+00	10,013E+00
11	4,1360	136,809E+00	52,233E+00
12	4,1500	155,177E+00	85,191E+00
13	4,1640	192,638E+00	97,801E+00
14	4,1780	232,018E+00	82,217E+00
15	4,1920	249,855E+00	49,410E+00
16	4,2060	248,063E+00	10,588E+00
17	4,2200	232,314E+00	-16,956E+00
18	4,2340	210,852E+00	-34,426E+00
19	4,2480	188,659E+00	-42,273E+00
20	4,2620	168,988E+00	-43,262E+00
21	4,2760	152,061E+00	-39,950E+00
22	4,2900	138,685E+00	-33,410E+00
23	4,3040	129,224E+00	-25,233E+00
24	4,3180	121,870E+00	-17,470E+00
25	4,3320	116,599E+00	-8,652E+00

WILTRON

360 NETWORK ANALYSER

MODEL : DATE :
DEVICE ID : OPERATOR :

SWEEP DATA

START : 4,1220 GHZ GATE START : - ERROR CORR : 12 - TERM
STOP : 4,7520 GHZ GATE STOP : - AVERAGING : 1 PTS
STEP : 0,0140 GHZ GATE : - IF BNDWDTH : REDUCED
WINDOW : -

CHI

PARAMETER : S11
NORMALIZATION : OFF
REFERENCE PLANE : 0,0000 mm
SMOOTHING : 0,0 PERCENT
DELAY APERTURE : -

MARKERS :

MKR	FREQ	RESISTANCE	REACTANCE
=	GHZ	OHMS	OHMS
4	4,1920	245,850E+00	51,053E+00
5	4,5280	233,543E+00	62,410E+00

FREQUENCY POINTS :

PNT	FREQ	RESISTANCE	REACTANCE
†	GHZ	OHMS	OHMS
1	4,1220	146,719E+00	4,860E+00
2	4,1360	135,613E+00	45,719E+00
3	4,1500	150,714E+00	78,908E+00
4	4,1640	183,980E+00	93,966E+00
5	4,1780	222,314E+00	84,253E+00
6	4,1920	245,850E+00	51,053E+00
7	4,2060	245,350E+00	13,806E+00
8	4,2200	230,946E+00	-13,137E+00
9	4,2340	211,169E+00	-30,683E+00
10	4,2480	189,361E+00	-39,253E+00
11	4,2620	170,652E+00	-39,877E+00
12	4,2760	154,514E+00	-37,374E+00
13	4,2900	142,300E+00	-32,403E+00
14	4,3040	132,519E+00	-25,660E+00
15	4,3180	124,569E+00	-18,922E+00
16	4,3320	118,683E+00	-10,824E+00
17	4,3460	114,433E+00	-2,936E+00
18	4,3600	111,374E+00	5,474E+00
19	4,3740	109,957E+00	14,238E+00
20	4,3880	109,718E+00	22,950E+00
21	4,4020	111,324E+00	32,285E+00
22	4,4160	114,834E+00	41,686E+00
23	4,4300	119,973E+00	50,825E+00
24	4,4440	128,109E+00	60,555E+00
25	4,4580	138,514E+00	68,121E+00
26	4,4720	151,191E+00	74,637E+00
27	4,4860	168,199E+00	79,939E+00
28	4,5000	187,603E+00	80,331E+00

TABLEAU 4 :

2 - PATCH ANNULAIRE AVEC ANSE :

WILTRON

360 NETWORK ANALYSER

MODEL : DATE :
 DEVICE ID : OPERATOR :

SWEEP DATA

START : 3,5060 GHZ GATE START : - ERROR CORR : 12 - TERM
 STOP : 4,7940 GHZ GATE STOP : - AVERAGING : 1 PTS
 STEP : 0,0140 GHZ GATE : - IF BNDWDTH : REDUCED
 WINDOW : -

CH1

PARAMETER : S11
 NORMALIZATION : OFF
 REFERENCE PLANE : 0,0000 mm
 SMOOTHING : 0,0 PERCENT
 DELAY APERTURE : -

MARKERS :

MKR	FREQ	RESISTANCE	REACTANCE
=	GHZ	OHMS	OHMS
1	3,5620	7,562E+00	149,369E+00
2	3,9820	935,372E+00	157,185E+00
3	4,1220	103,652E+00	-13,591E+00
4	4,1920	281,568E+00	25,446E+00
5	4,5280	222,712E+00	19,617E+00

FREQUENCY POINTS :

PNT	FREQ	RESISTANCE	REACTANCE
=	GHZ	OHMS	OHMS
1	3,5060	5,390E+00	133,679E+00
2	3,5200	5,811E+00	137,223E+00
3	3,5340	6,406E+00	141,044E+00
4	3,5480	6,794E+00	144,976E+00
5	3,5620	7,562E+00	149,369E+00
6	3,5760	8,049E+00	153,803E+00
7	3,5900	8,712E+00	158,856E+00
8	3,6040	9,444E+00	163,663E+00
9	3,6180	10,442E+00	168,761E+00
10	3,6320	11,150E+00	174,370E+00
11	3,6460	12,257E+00	180,159E+00
12	3,6600	13,740E+00	186,233E+00
13	3,6740	15,296E+00	192,785E+00
14	3,6880	17,131E+00	200,003E+00
15	3,7020	18,649E+00	207,253E+00
16	3,7160	20,558E+00	216,154E+00
17	3,7300	22,897E+00	225,778E+00
18	3,7440	25,612E+00	235,893E+00
19	3,7580	29,218E+00	247,498E+00
20	3,7720	32,998E+00	259,659E+00
21	3,7860	38,969E+00	273,612E+00

WILTRON

360 NETWORK ANALYSER

MODEL :
 DEVICE ID :

DATE :
 OPERATOR :

FREQUENCY POINTS :

PNT =	FREQ GHZ	RESISTANCE OHMS	REACTANCE OHMS
22	3,8000	44,373E+00	288,992E+00
23	3,8140	53,350E+00	305,971E+00
24	3,8280	63,522E+00	325,992E+00
25	3,8420	76,987E+00	347,536E+00
26	3,8560	94,857E+00	373,375E+00
27	3,8700	116,437E+00	403,371E+00
28	3,8840	146,774E+00	436,952E+00
29	3,8980	187,442E+00	474,452E+00
30	3,9120	247,887E+00	514,460E+00
31	3,9260	337,840E+00	550,161E+00
32	3,9400	463,221E+00	566,948E+00
33	3,9540	626,385E+00	545,381E+00
34	3,9680	818,961E+00	413,490E+00
35	3,9820	935,372E+00	157,185E+00
36	3,9960	878,661E+00	-134,560E+00
37	4,0100	675,041E+00	-312,653E+00
38	4,0240	479,323E+00	-351,329E+00
39	4,0380	337,071E+00	-324,323E+00
40	4,0520	239,327E+00	-275,176E+00
41	4,0660	176,752E+00	-216,722E+00
42	4,0800	136,445E+00	-160,945E+00
43	4,0940	113,559E+00	-107,882E+00
44	4,1080	100,691E+00	-62,102E+00
45	4,1220	103,652E+00	-13,591E+00
46	4,1360	121,562E+00	30,406E+00
47	4,1500	156,699E+00	63,577E+00
48	4,1640	203,669E+00	75,923E+00
49	4,1780	251,099E+00	61,993E+00
50	4,1920	281,568E+00	25,446E+00
51	4,2060	288,326E+00	-17,940E+00
52	4,2200	273,980E+00	-54,225E+00
53	4,2340	248,828E+00	-76,103E+00
54	4,2480	225,698E+00	-85,333E+00
55	4,2620	204,909E+00	-87,778E+00
56	4,2760	186,599E+00	-86,660E+00
57	4,2900	171,576E+00	-83,293E+00
58	4,3040	157,938E+00	-77,317E+00
59	4,3180	146,964E+00	-69,558E+00
60	4,3320	138,750E+00	-60,611E+00
61	4,3460	132,659E+00	-51,468E+00
62	4,3600	128,833E+00	-42,197E+00
63	4,3740	126,453E+00	-33,472E+00
64	4,3880	125,149E+00	-24,388E+00
65	4,4020	126,410E+00	-14,760E+00
66	4,4160	129,211E+00	-6,241E+00
67	4,4300	133,477E+00	1,276E+00
68	4,4440	139,102E+00	9,110E+00

WILTRON

360 NETWORK ANALYSER

MODEL :
DEVICE ID : DATE :
 OPERATOR :

SWEEP DATA

START : 4,6960 GHz GATE START : - ERROR CORR : 12 - TERM
STOP : 5,4940 GHz GATE STOP : - AVERAGING : 1 PTS
STEP : 0,0140 GHz GATE : - IF BNDWDTH : REDUCED
 WINDOW : -

CH1

PARAMETER : S11
NORMALIZATION : OFF
REFERENCE PLANE : 0,0000 mm
SMOOTHING : 0,0 PERCENT
DELAY APERTURE : -

MARKERS :

MKR	FREQ	RESISTANCE	REACTANCE
=	GHZ	OHMS	OHMS

FREQUENCY POINTS :

PNT	FREQ	RESISTANCE	REACTANCE
=	GHZ	OHMS	OHMS
1	4,6960	100,237E+00	-103,505E+00
2	4,7100	90,122E+00	-92,558E+00
3	4,7240	82,247E+00	-82,387E+00
4	4,7380	76,355E+00	-72,062E+00
5	4,7520	72,263E+00	-61,574E+00
6	4,7660	70,955E+00	-50,859E+00
7	4,7800	73,260E+00	-41,737E+00
8	4,7940	77,570E+00	-35,753E+00
9	4,8080	82,212E+00	-33,338E+00
10	4,8220	85,725E+00	-34,611E+00
11	4,8360	85,762E+00	-39,217E+00
12	4,8500	79,483E+00	-43,528E+00
13	4,8640	70,768E+00	-42,412E+00
14	4,8780	63,676E+00	-37,931E+00
15	4,8920	58,484E+00	-32,099E+00
16	4,9060	53,995E+00	-26,318E+00
17	4,9200	49,502E+00	-19,451E+00
18	4,9340	46,131E+00	-11,298E+00
19	4,9480	44,520E+00	-2,389E+00
20	4,9620	44,436E+00	5,971E+00
21	4,9760	45,161E+00	13,502E+00
22	4,9900	45,724E+00	20,692E+00
23	5,0040	46,226E+00	28,992E+00
24	5,0180	47,812E+00	38,463E+00
25	5,0320	51,335E+00	48,477E+00
26	5,0460	57,462E+00	58,424E+00
27	5,0600	65,936E+00	67,583E+00
28	5,0740	77,954E+00	74,311E+00
29	5,0880	93,047E+00	74,746E+00
30	5,1020	103,655E+00	63,509E+00

WILTRON

360 NETWORK ANALYSER

MODEL :
DEVICE ID :

DATE :
OPERATOR :

CH1

FREQUENCY POINTS :

PNT =	FREQ GHZ	RESISTANCE OHMS	REACTANCE OHMS
31	5,1160	97,418E+00	51,826E+00
32	5,1300	84,740E+00	54,387E+00
33	5,1440	76,861E+00	66,260E+00
34	5,1580	74,609E+00	81,487E+00
35	5,1720	76,045E+00	97,761E+00
36	5,1860	80,879E+00	115,617E+00
37	5,2000	89,552E+00	135,159E+00
38	5,2140	103,559E+00	154,122E+00
39	5,2280	119,715E+00	173,328E+00
40	5,2420	140,273E+00	194,215E+00
41	5,2560	167,172E+00	217,675E+00
42	5,2700	203,860E+00	243,822E+00
43	5,2840	256,045E+00	268,117E+00
44	5,2980	327,699E+00	283,008E+00
45	5,3120	421,002E+00	279,228E+00
46	5,3260	526,426E+00	244,103E+00
47	5,3400	638,303E+00	149,138E+00
48	5,3540	712,739E+00	-7,429E+00
49	5,3680	690,170E+00	-196,773E+00
50	5,3820	582,818E+00	-337,612E+00
51	5,3960	450,868E+00	-398,301E+00
52	5,4100	345,534E+00	-407,765E+00
53	5,4240	263,403E+00	-395,171E+00
54	5,4380	200,161E+00	-371,332E+00
55	5,4520	155,752E+00	-344,214E+00
56	5,4660	124,383E+00	-316,923E+00
57	5,4800	100,584E+00	-292,137E+00
58	5,4940	82,836E+00	-269,549E+00

VALEURS DES X_{mn}

$n \backslash n$	1	2	3	4	5
0	-	3,1966	6,3123	9,4445	12,5812
1	0,6773	3,2825	6,3532	9,4713	12,6012
2	1,3406	3,5313	6,4747	9,5516	12,6612
3	1,9789	3,9201	6,6738	9,6842	12,7607
4	2,5876	4,4182	6,9461	9,8677	12,8989
5	3,1694	4,9929	7,2868	10,1000	13,0750

$$f_{mn} = X_{mn} \cdot C / 2\Pi a (\epsilon_r)^{1/2} \quad \text{avec} \quad c = 2,9979 \text{ E}+08 \text{ ms}^{-1}$$

$$\epsilon_r = 2,52$$

$$a = 3,00 \text{ E} -02\text{m}$$

$$b/a = 2$$

TABLEAU DES f_{mn} (GHz)

$n \backslash n$	1	2	3	4	5
0	-	3,2042	6,3274	9,4671	12,6106
1	0,6789	3,2903	6,3684	9,4939	12,6313
2	1,3438	3,5397	6,4902	9,5744	12,6914
3	1,9836	3,9293	6,6897	9,7073	12,7892
4	2,5938	4,4288	6,9627	9,8913	12,9297
5	3,1770	5,0048	7,3042	10,1241	13,1062
b/a = 2					

ANNEXE 3

PROGRAMME POUR LE CALCUL DE ZIN


```

complex j,ep,eep,epi,som,ymab,g1,gp1,g2,gp2,g3,gp3,za,zb,zc,r1,
*r2,r3,ra,rb,rc,zz,z,zin,ysa,ysb
real x,ka,kb,kc,ja,jb,jc,ya,yb,yc,jpa,jpb,jpc,ya,ypb,ypc,m,h,m0
real besj,besy,dbesj,dbesy,omega,k0,k1,k,cl,d,x1,x2,k12,n,kae,kbe
common/zone/m0,eps0,k,k0,pi,h,epsr,k1,ka,kb,m,j,omega,kae,kbe
j=cplx(0.,1.)

```

```

***** CONSTANTES *****

```

```

pi=3.141592654d0
k=20
eps0=1/(36*pi*1d9)
m0=1.2566d-6
m=1.2566d-6
cl=3*1e8

```

```

*****

```

```

print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,
print*,

```

```

CECI EST UN PROGRAMME POUR LE CALCUL
DE L'IMPEDANCE D'ENTREE D'UNE
ANTENNE
EN ANNEAU CIRCULAIRE
PAR LA METHODE DE LIGNE GENERALISEE
GTLM

```

```

***** INTRODUCTION DES PARAMETRES DE L'ANTENNE *****

```

```

print*, 'DONNEZ LE RAYON INTERIEUR DE L'ANNEAU a:(cm)'
read*,a
a=a*1e-2
print*, 'DONNEZ LE RAYON EXTERIEUR DE L'ANNEAU b:(cm)'
read*,b
b=b*1e-2
print*, 'DONNEZ L'ABSCISSE DU POINT D'ALIMENTATION c:(cm)'
read*,c
c=c*1e-2
print*, 'DONNEZ LA HAUTEUR DU SUBSTRAT h:(cm)'
read*,h
h=h*1e-2
print*, 'DONNEZ LA VALEUR DE LA PERMITIVITE epsr:'
read*,epsr
print*,
print*, 'VOULEZ-VOUS FAIRE UNE CORRECTION DE L'INDUCTANCE DUE'
print*, ' A L'INTRODUCTION DU CABLE COAXIAL'
print*,
print*, 'ATTENTION "1" CORRESPOND A UN OUI'
print*, ' "0" CORRESPOND A UN NON'
print*,
read*,rep0
if (rep0.eq.1) then
print*, 'DONNEZ LA VALEUR DU DIAMETRE DE L'AME DU COAXIAL d:(cm)'
read*,d
d=d*1e-2
endif
print*, 'DONNEZ LA VALEUR DU PAS n:'
print*, 'n=1 CORRESPOND A 100 POINTS'
read*,n
print*,

```

```

*****

```

```

***** ESTIMATION DE LA FREQUENCE DE RESONANCE fr *****

```

```

x2=alog(a/(2*h))+1.41*epsr+(1.77+(h*(.268*epsr+1.65)/a))
ae=a*sqrt(1-(2*h*x2/(pi*a*epsr)))
x1=alog(b/(2*h))+1.41*epsr+1.77+(h*(.268*epsr+1.65)/b)

```

```

k12=51.975*ae/((be-ae)*(1/.8*ae-be))
fr=k12/(2*pi*sqrt(eps0*m0*epsr))
print*, 'LA FREQUENCE DE RESONANCE EST fr=', fr
*****

*****OUVERTURE DU FICHIER DE L'IMPEDANCE*****
open(unit=1, file='imped5.dat', status='unknown')
*****

*****
*****          CALCUL DE ZIN          *****
*****

*****VARIATION DE LA FREQUENCE*****
banp=.5*1e9
fmin=fr-(banp/2)
fmax=fr+(banp/2)
do 10 pas=1,101,n
freq=fmin+1e-2*banp*(pas-1)
omega=2*pi*freq
print*, 'freq=', freq
*****

*****CALCUL DE y1s(ka),y1s(kb)*****
k0=omega*sqrt(m*eps0)
k1=omega*sqrt(m*eps0*epsr)
ka=k1*a
kb=k1*b
kc=k1*c
kae=k1*ae
kbe=k1*be
call besselj(ka,ja)
call besselj(kb,jb)
call besselj(kc,jc)
call bessely(ka,ya)
call bessely(kb,yb)
call bessely(kc,yc)
call dbesselj(ka,jpa)
call dbesselj(kb,jpb)
call dbesselj(kc,jpc)
call dbessely(ka,ypa)
call dbessely(kb,ypb)
call dbessely(kc,ypc)
call admita(a,ysa)
call admitb(b,ysb)
*****

*****CALCUL DE y1m(a,b)*****
ymab=0
do 60 vv=1,k
alpha=vv*2*pi/k
do 70 ll=1,k
teta=ll*2*pi/k
del=cos(teta-alpha)
r=sqrt((a**2)+(b**2)-(2*a*b*del))
ep=(cos(k0*r)-j*sin(k0*r))/(r**3)
eep=1+j*k0*r
epi=((k0*r)**2)-(3*j*k0*r)-3
som=(b*del-a)*(b-a*del)*epi/(r**2)
tt=2*a*b*h/((k**2)*m)
calpha=cos(alpha)
cteta=cos(teta)
ymab=ymab+((tt*j)*cteta*calpha*ep*(2*del*eep+som)/omega)
continue
continue

```

```

*****CALCUL DE g1,g'1,g2,g'2,g3,g'3*****
g1=(-j/(omega*m))*((kb*(jpb*yc-ypb*jc))+(2/pi))/(jb*yc-yb*jc)
gp1=(-j/(omega*m))*((kc*(jpc*ya-ypc*ja))+(2/pi))/(jc*ya-yc*ja)
g2=(-2*j/(pi*omega*m))/(jc*yb-yc*jb)
gp2=(-2*j/(pi*omega*m))/(ja*yc-ya*jc)
g3=(j/(omega*m))*((kc*(jpc*yb-ypc*jb))+(2/pi))/(jc*yb-yc*jb)
gp3=(j/(omega*m))*((ka*(jpa*yc-ypa*jc))+(2/pi))/(ja*yc-ya*jc)
*****

```

```

*****CALCUL DE za,zb,zc*****
za=1/(ysa-ymab+gp3)
zb=1/(ysb-ymab+g1)
zc=1/(g3+gp1)

```

```

*****CALCUL DE r1,r2,r3*****
r1=1/((g2*gp2/(g2+gp2))+ymab)
r2=1/((ymab*gp2/(ymab+gp2))+g2)
r3=1/((ymab*g2/(ymab+g2))+gp2)

```

```

*****CALCUL DE ra,rb,rc*****
ra=(r1-r2+r3)/2
rb=(r1+r2-r3)/2
rc=(r2+r3-r1)/2

```

```

*****
zz=((za+ra)*(zb+rb)/(za+ra+zb+rb))+rc
z=zz*zc/(zz+zc)
if (rep0.eq.1) then
xp=(omega*m0*h/(2*pi))*alog(4*c1/(omega*1.781*sqrt(epsr)*d))
zin=(h*z/pi)+j*xp
else
zin=(h*z/pi)
endif
print*, 'zin=',zin
write(1,*) (freq*1e-9),zin
continue
close(unit=1)
print*, 'VOULEZ-VOUS FAIRE UN AUTRE ESSAI? (1/0)'
read*,repl
if (repl.eq.1) then
goto 05
endif
end

```

```

*****
*****BESSELJ1*****
*****

```

```

subroutine besselj(x,besj)
real y,p,q,s1,s2,s3,s4,s5,s6,p1,p2,p3,p4,p5,p6,p7,q1,q2,q3,q4,
*q5,q6,q7
data s1,s2,s3,s4,s5,s6/-.56249985d0,.21093573d0,-.03954289d0,
*.00443319d0,-.00031761d0,.00001109d0/,p1,p2,p3,p4,p5,p6,p7/
*.79788456d0,.00000156d0,.01659667d0,.00017105d0,-.00249511d0,
*.00113653d0,-.00020033d0/
data q1,q2,q3,q4,q5,q6,q7/-2.35619449d0,.12499612d0,.00005650d0,
*-.00637879d0,.00074348d0,.00079824d0,-.00029166d0/
if (x.lt.3) then
y=x/3
besj=x*(.5+s1*(y**2)+s2*(y**4)+s3*(y**6)+s4*(y**8)+s5*(y**10)
*+s6*(y**12))
else
y=3/x
p=p1+p2*y+p3*(y**2)+p4*(y**3)+p5*(y**4)+p6*(y**5)+p7*(y**6)
q=x+q1+q2*y+q3*(y**2)+q4*(y**3)+q5*(y**4)+q6*(y**5)+q7*(y**6)
besj=p*cos(q)/sqrt(x)

```

```

return
end
*****
*****BESSELY1*****
*****
subroutine bessely(x,besy)
real*8 y,p,q,t1,t2,t3,t4,t5,t6,t7,p1,p2,p3,p4,p5,p6,p7,q1,q2,q3,
*q4,q5,q6,q7,pi
data t1,t2,t3,t4,t5,t6,t7/-.6366198d0,.2212091d0,2.1682709d0,
*-.13164827d0,.3123951d0,-.0400976d0,.0027873d0/,p1,p2,p3,p4,p5,p6,
*p7/.79788456d0,.00000156d0,.01659667d0,.00017105d0,-.00249511d0,
*.00113653d0,-.00020033d0/
data q1,q2,q3,q4,q5,q6,q7,pi/-2.35619449d0,.12499612d0,
*.00005650d0,-.00637879d0,.00074348d0,.00079824d0,.00029166d0,
*3.141592654d0/
if (x.lt.3) then
y=x/3
call besselj(x,u)
besy=(1/x)*((2/pi)*x*alog(.5*x)*u+t1+t2*(y**2)+t3*(y**4)
**t4*(y**6)+t5*(y**8)+t6*(y**10)+t7*(y**12))
else
y=3/x
call besselj(x,u)
q=x+q1+q2*y+q3*(y**2)+q4*(y**3)+q5*(y**4)+q6*(y**5)+q7*(y**6)
besy=u*tan(q)
endif
return
end
*****
*****DERIVEE BESSELJ1*****
*****
subroutine dbesselj(x,dbesj)
real*8 y,q,pp,qp,s1,s2,s3,s4,s5,s6,p1,p2,p3,p4,p5,p6,p7,q1,q2,q3,
*q4,q5,q6,q7
data s1,s2,s3,s4,s5,s6/-.56249985d0,.21093573d0,-.03954289d0,
*.00443319d0,-.00031761d0,.00001109d0/,p1,p2,p3,p4,p5,p6,p7/
*.79788456d0,.00000156d0,.01659667d0,.00017105d0,-.00249511d0,
*.00113653d0,-.00020033d0/
data q1,q2,q3,q4,q5,q6,q7/-2.35619449d0,.12499612d0,.00005650d0,
*-.00637879d0,.00074348d0,.00079824d0,-.00029166d0/
if (x.lt.3) then
y=x/3
dbesj=.5+3*s1*(y**2)+5*s2*(y**4)+7*s3*(y**6)+9*s4*(y**8)
**11*s5*(y**10)+13*s6*(y**12)
else
y=3/x
pp=(-1/x)*(p2*y+2*p3*(y**2)+3*p4*(y**3)+4*p5*(y**4)+5*p6*(y**5)
**6*p7*(y**6))
q=x+q1+q2*y+q3*(y**2)+q4*(y**3)+q5*(y**4)+q6*(y**5)+q7*(y**6)
qp=1-(1/x)*(q2*y+2*q3*(y**2)+3*q4*(y**3)+4*q5*(y**4)+5*q6*(y**5)
**6*q7*(y**6))
call besselj(x,u)
call bessely(x,uu)
dbesj=(-.5*u/x)+(pp*cos(q)/sqrt(x))-uu*qp
endif
return
end
*****
*****DERIVEE BESSELY1*****
*****
subroutine dbessely(x,dbesy)
real*8 pi
data pi/3.141592654d0/
call besselj(x,u)
call dbesselj(x,uu)

```

```

dbesy=(1/u)*((2/(pi*x))+uuu*uu)
return
end
*****
*****ADMITTANCE PROPRE  admb*****
*****
subroutine admitb(b,admb)
common/zone/m0,eps0,k,k0,pi,h,epsr,k1,ka,kb,m,j,omega,kae,kbe
real m0,eps0,kbe,jpbe,ypbe,kb,jpb,ypb,jb,yb,bbs,gsb
*omega,pi,b,k0,k1,m,tet,k,rr,rr0,rr1,rr2,rr3,h
complex admb,j
*****CONDUCTANCE PROPRE  gsb*****
gsb=0
do 90 jj=1,k
tet=((jj-.5)*pi*2)/k
rr=2*b*sin(tet/2)
rr0=(cos(tet))/(rr**3)
rr1=1+((cos(tet/2))**2)
rr2=(sin(k0*rr))-(k0*rr*cos(k0*rr))
rr3=((k0*rr*sin(tet/2))**2)*sin(k0*rr)
gsb=gsb+((h*(b**2)/(k*omega*m))*rr0*((rr1*rr2)-rr3))
continue
*****susceptance propre  bbs*****
call dbesselj(kbe,dbesj)
jpbe=dbesj
call dbessely(kbe,dbesy)
ypbe=dbesy
call besselj(kb,besj)
jb=besj
call dbesselj(kb,dbesj)
jpb=dbesj
call bessely(kb,besy)
yb=besy
call dbessely(kb,dbesy)
ypb=dbesy
bbs=(kb/(omega*m))*(jpb*ypbe-ypb*jpbe)/(jb*ypbe-yb*jpbe)
admb=gsb+j*bbs
return
end
*****
*****ADMITTANCE PROPRE  adma*****
*****
subroutine admita(a,adma)
common/zone/m0,eps0,k,k0,pi,h,epsr,k1,ka,kb,m,j,omega,kae,kbe
real m0,eps0,kae,jpae,ypae,ka,jpa,yja,ja,ya,bas,gsa
*omega,pi,a,k0,k1,m,tet,k,rr,rr0,rr1,rr2,rr3,h
complex adma,j
*****CONDUCTANCE PROPRE  gsa*****
gsa=0
do 90 jj=1,k
tet=((jj-.5)*pi*2)/k
rr=2*a*sin(tet/2)
rr0=(cos(tet))/(rr**3)
rr1=1+((cos(tet/2))**2)
rr2=(sin(k0*rr))-(k0*rr*cos(k0*rr))
rr3=((k0*rr*sin(tet/2))**2)*sin(k0*rr)
gsa=gsa+((h*(a**2)/(k*omega*m))*rr0*((rr1*rr2)-rr3))
continue
*****susceptance propre  bas*****
call dbesselj(kae,dbesj)
jpae=dbesj
call dbessely(kae,dbesy)
ypae=dbesy
call besselj(ka,besj)
ja=besj
call dbesselj(ka,dbesj)

```

```
jpa=dbesj
call bessely(ka,besy)
ya=besy
call dbessely(ka,dbesy)
ypa=dbesy
bas=(-ka/(omega*m))*(jpa*ypae-ypa*jpae)/(ja*ypae-ya*jpae)
adma=gsa+j*bas
return
end
*****
```

REFERENCES

- [1] A.ZERGUERRAS:
" Contribution à l'étude d'antennes plaques de forme quelconque multicouches à large bande.Application à l'antenne plaque circulaire avec directeur."

Thèse d'Etat présentée devant l'ENP d'ALGER le 8 Avril 1990
- [2] J.R. JAMES;P.S HALL et C.WOOD:
" Microstrip antenna,theory and design."
Peter Peregrinus Ltd.1981.
- [3] K.R CARVER et J.R MINK:
" Microstrip antenna technology."
IEEE Trans.Antennas Propagat.,vol AP-29,Jan.1981
- [4] J.R JAMES;P.S HALL;C.WOOD et A. HENDERSON :
"Some recent developments in microstrip antenna design."
IEEE Trans.Antennas Propagat.,vol AP-29,Jan.1981
- [5] L.C. SHEN:
"The elliptical microstrip antenna with circular polarization."
IEEE Trans.Antennas Propagat.,vol AP-29,N°1,Jan.1981
- [6] J.E. ALLNUTT :
"Satellite-to-ground radiowave propagation.Theory,practice and system impact at frequencies above 1 GHz."
Peter Peregrinus Ltd.1989.
- [7] I.J. BAHL et P.BHARTIA:
"Microstrip antenna."
Dedham,M.A:Antech House,1980.
- [8] J.R.JAMES et P.S.HALL:
"Handbook of microstrip antennas."
Peter Peregrinus Ltd.1989.
- [9] Y.SUZUKI;N.MIYANO;T.CHIBA:
"Circularly polarised radiation from singly-fed equilateral-triangular microstrip antenna."
IEE Proc.vol.134,Pt.H.N°2,Ap.1987.
- [10] A.K.BHATTACHARYYA et R.GARG:
"Generalised transmission line model for microstrip patches."
IEE Proc.vol.132,Pt.H.N°2,Ap.1985.
- [11] A.K BHATTACHARYYA et L.SHAFAI:
"A wider band microstrip antenna for circular polarization."
IEEE Trans.Antenna.Propagat.vol.36,N°2.Feb.1988.
- [12] M.R. SPIEGEL:
"Vector analysis"Schaum's Outline Series.
Mc Graw-Hill-New-York.1985.
- [13] A.K.BHATTACHARYYA et R.GARG:
"Input impedance of annular ring microstrip antenna using circuit theory approach."
IEEE Trans.Antenna.Propagat.vol.Ap-33 N°4.April.1985.

- [14] R.F. HARRINGTON:
"Time harmonic electromagnetic fields."
Mc Graw-Hill, New-York-1961
- [15] Y.T LO; D.SOLOMON et W.F. RICHARDS:
"Theory and experiment on microstrip antennas."
IEEE Trans. Antenna Propagat. vol. AP-27, N°2, March. 1979.
- [16] I.J BAHLL; S.S STUCHLY et M.A. STUCHLY."
"A new microstrip radiator for medical applications."
IEEE Trans. Microwave. Theory and Techniques. vol-MTT-28, N°2
Dec. 1980.
- [17] W.C CHEW:
"A Broad-band annular ring microstrip antenna."
IEEE Trans. Antenna Propagat. vol. AP-30, N°5, Sept. 1982.
- [18] J.W.MINK:
"Circular ring microstrip antenna elements."
IEEE International symp. URSI. June 1980.
- [19] M.A SAMI; W.C CHEN et J.A KONG:
"Vector Hankel transform analysis of annular ring microstrip
antenna."
IEEE Trans. Antenna Propagat. vol. AP-30, N°4, July. 1982.
- [20] L.C. SHEN:
"Analysis of a circular disc printed circuit antenna."
Proc. Inst. Elec. Eng. vol. 126. N°12. Dec 1979.
- [21] K.C GUPTA; R.GARG et I.J. BAHLL:
"Microstrip lines and slot lines."
Dedham, MA: Antech House, 1980.
- [22] W.C CHEW et J.A KONG:
"Effects of fringing fields on the capacitance of circular
microstrip disk."
IEEE Trans. MTT. vol. 28, N°2. Feb. 1980.
- [23] A.BHATTACHARYYA et R.GARG:
"Self and mutual conductances between two concentric coplanar
circular radiating current sources."
Proc. Inst. Elec. Eng. vol. 131. Pt. H, N°3. June 1984.
- [24] J.D. KRAUSS:
"Antennas."
Mc Graw-Hill. New-York. 1988.
- [25] S.E SLAWSON et S.A. LONG:
"The use of reactive loading for dual-band circularly
polarized characteristics in microstrip antennas."
IEEE AP-37 vol. 2, 1988.
- [26] K.HIROSE, H.HORIUSHI et H.NAKANO:
"Dual-Loop slot array antenna radiating circularly wave."
Electr. Letters vol. 26 N°3. Feb. 1990.
- [27] H.NAKANO, K.VICHIEEN, T.SUGIURA et J.YAMAUCHI:
"Singly-fed patch antenna radiating a circularly polarized
conical beam."
Electr. Letters vol. 26 N°10. May. 1990.

- [28] E.LEVINE,G.MALAMUD,S.SHTRIKMAN et D.TREVES:
"A Study of microstrip Array Antennas with the feed network."
IEEE AP-37 N°4.April 1989.
- [29] U.R KRAFT:
"Optimisation of circular polarisation performance for 4 arm
planar spiral antenna with a perfect excitation networks."
IEEE Proc.Vol.137 Pt.H.N°1.1990.
- [30] L.SHAFFAY et D.ROSCOW:
"Circular polarised travelling-wave printed line antennas."
Electr.Letters vol.26 N°20.Sept.1989.
- [31] A.K.BHATTACHARYYA et L.SHAFFAI:
"Elliptical ring patch antenna for circular polarisation."
IEEE AP-37 Vol.1 1988;P.22 à 23.
- [32] T.HUYNH;K.F.LEE et R.Q.LEE:
"Cross polarisation characteristics of rectangular patch
antennas."
IEEE AP-37 Vol.9.1988.
- [33] A.J.M.SOARES et S.B.FONSECAS
"Surface wave excitation on microstrip ring antenna."
IEEE AP-37,Oct.1988.
- [34] W.V.TILSON;T.TRALMAN et S.M.KHANNA:
"A polasation selective surface for circular polarisation."
IEEE AP-37 vol.2,1988.
- [35] E.LIER et T.S.PETTERSSEN:
"An extremely broad-band waveguide polarizer."
IEEE AP-37 vol.3,1988.
- [36] A.P.AGRAWAL et W.M.BOERNER:
"On the concept of optimal polarisation in problems of radio
wave propagation."
IEEE AP-37 vol.3.1988.
- [37] A.K.BHATTACHARYYA:
"Identification of a target in presence of ground clutter
using polarisation."
IEEE AP-37 vol.2.1989.
- [38] M.CAI et M.ITO:
"Combined polygonal loop antenna with circularly polarised
conical pattern."
Electronics letters.Vol.25.N°17,Aug.1989.
- [39] M.PERROT et J.OUALID:
"Propagation des ondes électromagnétiques."
Centre Régional de Documentation Pédagogique Marseille-1970.
- [40] A.BHATTACHARYYA et R.GARG:
"A microstrip Array of concentric annular ring."
IEE.Proc.Vol.137.Pt.H.N°6.Dec.1990.
- [41] M.HANEISHI et S.YOSHIDA:
"A design method of circularly polarised rectangular
microstrip antenna by one-point feed."
Electrom of Commun in Japan,1981,54 pp 46-54.

- [42] E.LIER:
"Rectangular microstrip patch antennas."
Ph.D, Thesis, Univ Trondheim, Norway, 1982.
- [43] A.M.KHILLA:
"Ring and Disk Resonator C.A.D Model."
Microwave Journal. 1984-Novembre. pp 91 à 105.
- [44] A.RUNK, A.K.BHATTACHARYYA et E.RANESH:
"A microstrip array of concentric annular rings."
IEEE. Trans. AP, vol AP-33, N°6, June 1985. pp 655 à 659.