

وزارة الجامعات
Ministère aux Universités

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT *ELECTRONIQUE*

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

ELABORATION D'UN LOGICIEL

D'ANALYSE D'ANTENNES

Proposé par :

M R.AKSAS

Etudié par :

MM M.R.HAMROUR

A.MATI

Dirigé par :

M R.AKSAS

PROMOTION

JUIN 1991

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Projet de fin d'études intitulés

Elaboration d'un logiciel d'analyse
d'antennes

Présenté par: MM HAMROUR REDA
et MATI ABDELHADI

En vue de l'obtention du diplôme

Ingenieur d'Etat En Electronique

Résumés en langues Arabe, Française et Anglaise

Le sujet traité dans ce présent mémoire porte sur l'analyse des antennes les plus couramment utilisées, il présente deux principaux axes : le premier l'étude théorique des caractéristiques électriques de ces antennes; le second l'élaboration d'un logiciel d'analyse ayant comme paramètres de sortie ces caractéristiques.

The subject of this memory deals with the analysis of the more currentiy used antenna; it prents two main axis : the first one concerns the theoretical study of the electric characteristics of these antenna. The second one is about the elaboration of an analysis software witch have these characteristics as output parameters.

DEDICACES

A la mémoire de ma grand mère,
A mes parents,
A toute ma famille,
A tous mes amis et à tous ceux qui me sont chers.

ABDELHADI

A mes parents

Avec toute ma reconnaissance pour leurs valeurs morales ,
leur dignité et leur esprit de sacrifice qui restent pour moi
un exemple;qu'ils trouvent ici un faible témoignage de
ma profonde affection.

A mon oncle ABDERRAHMANE et son épouse :

Dont je ne saurais oublier tout le soutien moral et les
conseils fructueux qui demeurent pour moi une source
inépuisable.

A ma soeur,à mon frère :

Tout en leur souhaitant un grand succès dans leurs études.

A ma tante FATIHA et à toute ma famille.

A tous ceux qui me sont chers.

REDA

REMERCIEMENTS

Nous voulons remercier tout d'abord M. AKSAS ,notre directeur de thèse ,de nous avoir encadrés pour l'élaboration de ce travail et pour tous ses conseils qui nous ont permis d'arriver à terme. Qu'il trouve ici notre profonde reconnaissance.

Nous tenons à remercier tous les enseignants qui ont contribué à notre formation tout au long de ces cinq années d'étude.

Nous remercions les membres du jury d'avoir bien voulu examiner notre humble travail;qu'ils trouvent ici un faible témoignage de nos vifs remerciements

Nous sommes très touchés pour l'aide morale et materielle que M. MOHAMED MATI a bien voulu nous accorder,nous tenons à le remercier vivement.

TABLE DES MATIERES

RESUME.

DEDICACES.

REMERCIEMENTS.

INTRODUCTION.

Chapitre I : LIGNES DE TRANSMISSION	1
1.1 Ligne coaxiale.....	1
1.2 Ligne biaxiale.....	2
1.3 Ligne micoruban.....	3
1.4 Stripline.....	5
Application.....	6
 Chapitre II : ANTENNES FILAIRES.....	7
11.1 Introduction.....	7
11.2 Doublet électrique et magnétique.....	7
11.3 Antenne filaire en ondes stationnaires.....	11
3.1 Antenne filaire.....	11
3.1.1:Caractéristiques de rayonnement.....	12
3.1.2:Impédance d'entrée.....	14
3.1.3:Programmes d'analyse.....	24
11.4 Antenne filaire en ondes progressives.....	25
11.5 Antenne hélice.....	28
5.1 Caracteristiques géométriques de l'antenne.....	28
5.2 Modes de fonctionnement.....	30
5.3 Impédance d'entrée.....	34
5.4 Programme d'analyse.....	34
11.6 Antenne YAgí-uda.....	35
11.7 Reseaux d'antenne.....	38
7.1 méthode de Dolf-tschebycheff.....	38
7.2 méthode de Taylor.....	42
7.3 Conclusion.....	45

Chapitre III : OUVERTURES RAYONNANTES.....	47
111.1 Sources linéaires.....	47
111.2 Ouverture rectangulaire.....	48
111.3 Ouverture circulaire.....	50
111.4 Programme d'analyse.....	51
Application.....	51
Chapitre IV : ANTENNES IMPRIMEES.....	53
IV.1 Généralités.....	53
IV.2 Méthode de la ligne de transmission.....	54
IV.3 Modèle de la cavité résonnante.....	64
IV.5 Interprétation des résultats.....	71
Chapitre V : CORNETS ELECTROMAGNETIQUES.....	72
V.1 Généralités.....	72
V.2 Cornet sectoral plan E.....	73
V.3 Cornet sectoral plan H.....	78
V.4 Cornet pyramidal.....	83
V.5 Interprétation des résultats.....	85
Chapitre VI : ANTENNES REFLECTEURS.....	86
VI.1 Généralités.....	86
VI.2 Antenne dièdre.....	86
VI.3 Réflecteur parabolique.....	89
VI.4 Antenne Cassegrain.....	102
VI.5 Programme d'analyse.....	104

CONCLUSION.

BIBLIOGRAPHIE.

ANNEXES.

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Les télécommunications au sens large comprennent l'ensemble des moyens techniques nécessaires à l'acheminement aussi fidèle et fiable que possible d'informations entre deux points, à priori quelconques, à une distance quelconque et avec des coûts raisonnables.

L'existence de certains modes de communication à distance est très ancienne, cependant l'ère des télécommunications modernes ne débuta qu'après le XVIII^e siècle avec l'invention du télégraphe électrique; depuis ce jour, elles n'ont pas cessé d'être au rendez-vous des grandes inventions, jusqu'à l'époque actuelle qui est celle de la télécommunication spatiale; Ceci montre que leur développement est intimement lié aux nouvelles techniques utilisées et aux progrès de la technologie des systèmes.

L'antenne est un élément de base d'une liaison hertziennne, elle constitue un transducteur transformant l'énergie électrique en énergie électromagnétique (émission) et inversement à la réception.

La classification des antennes peut être faite selon plusieurs critères : destination , gammes , largeur de bande , structure... .

Notre travail consiste à élaborer un logiciel permettant l'analyse des antennes et de réseaux d'antennes les plus utilisés. Dans ce but , nous avons utilisé divers outils mathématiques de conception décrivant les caractéristiques des aériens (impédance d'entrée , diagrammes de rayonnement , puissance rayonnée...).

Dans une première étape nous nous sommes intéressés aux lignes de transmission en passant en revue brièvement l'outil mathématique décrivant leurs caractéristiques électriques (impédance caractéristiques , atténuation).

Un logiciel a été élaboré dans ce sens pour déterminer ces caractéristiques dans le but d'une bonne adaptation avec l'aérien assurant ainsi le transfert maximum de puissance.

Un chapitre entier a été consacré aux antennes filaires, où nous avons donné les divers modèles mathématiques qui permettent de calculer leurs paramètres électriques. Dans ce sens nous avons élaboré des programmes de conception à partir de la méthode des moments et de la fem induite pour le calcul de l'impédance d'entrée et de la directivité.

La synthèse des réseaux d'antennes a été étudiée à partir des méthodes de TSCHEBYSCHOFF et de TAYLOR dans le but d'obtenir un compromis entre la directivité et le niveau de lobe secondaire.

Les résultats de calculs des paramètres électriques des ouvertures rayonnantes, de géométrie simple, dont la théorie générale a été présentée en annexe [A 1], nous ont permis d'élaborer un logiciel d'analyse des cornets et des antennes à réflecteur parabolique.

Nous avons porté un intérêt majeur aux antennes microrubans pour offrir notre modeste contribution à l'axe de recherche développé par le laboratoire de télécommunication. Dans cette optique, nous avons conçu des programmes de conception d'une antenne microstrip à partir de la méthode de la cavité et de la ligne de transmission.

CHAPITRE I

LIGNES DE TRANSMISSION

CHAPITRE I :

LIGNES DE TRANSMISSION

I-1-LIGNE COAXIALE :

Une ligne coaxiale est formée de deux conducteurs concentriques de diamètre respectif a et b (fig I-1), le conducteur intérieur étant maintenu en place par un isolant de permittivité relative ϵ_r .

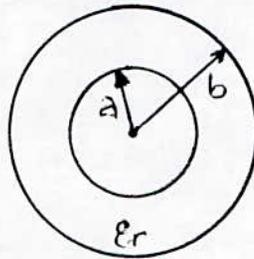


fig I.1:Structure d'une ligne coaxiale

Si le conducteur ne remplit pas entièrement l'espace entre les deux conducteurs alors, tout va se passer comme si l'on avait un diélectrique de permittivité effective $\epsilon_{eff} < \epsilon_r$.

Puisqu'il y a deux conducteurs, le mode dominant est le mode TEM et il n'y a pas de longueur d'onde de coupure. Cependant, si a et b sont suffisamment grands devant λ_0 , des modes supérieurs pourront apparaître, le premier d'entre eux est le mode TEM_{11} , qu'il faudra soigneusement éviter.

Alors, l'impédance caractéristique de la ligne est donnée par: [2]

$$Z_c = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln(b/a) \quad (\Omega)$$

(I.1)

L'atténuation due aux pertes dans les conducteurs est : [2]

$$\alpha_c = \frac{8.68 R_s}{4\pi Z_c} (1/a + 1/b) \sqrt{f} \quad (\text{dB/m}) \quad (\text{I.2})$$

Et l'atténuation due aux pertes du diélectrique : [2]

$$\alpha_d = \frac{8.68 \pi f \sqrt{\epsilon_r}}{c} \text{tg}(\delta) \quad (\text{dB/m}) \quad (\text{I.3})$$

Avec $R_s = \sqrt{\frac{\pi f \mu_0}{\sigma}}$ (I.3a)

$$c = 3 \cdot 10^8 \quad (\text{m/s})$$

tg δ : facteur de pertes,

f : fréquence de travail.

σ : Conductivité

I-2-LIGNE BIAXIALE :

Les deux conducteurs sont séparés d'une distance S et ont des diamètres d (fig I-2).

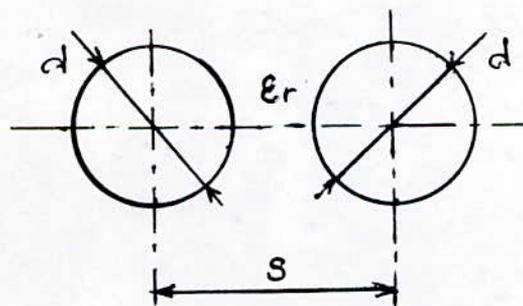


fig I.2 : Structure d'une ligne biaxiale

La ligne biaxiale est supposée être dans un milieu homogène de constante diélectrique ϵ_r .

Les formules exactes de l'impédance caractéristique et des atténuations sont données par : [2]

L'impédance caractéristique :

$$Z_c = \frac{120}{\sqrt{\epsilon_r}} \operatorname{ch}^{-1}(S/d) \quad (\Omega) \quad (I-4)$$

L'atténuation due aux conducteurs :

$$\alpha_c = \frac{8.68 R_s \pi S}{\sqrt{S^2 - d^2} d Z_c} \quad (\text{dB/m}) \quad (I-5)$$

avec R_s donnée par (I.3a).

L'atténuation due au diélectrique :

$$\alpha_d = \frac{8.68 \pi f \sqrt{\epsilon_r}}{c} \operatorname{tg}(\delta) \quad (\text{dB/m}) \quad (I-6)$$

I-3-LIGNE MICRORUBAN :

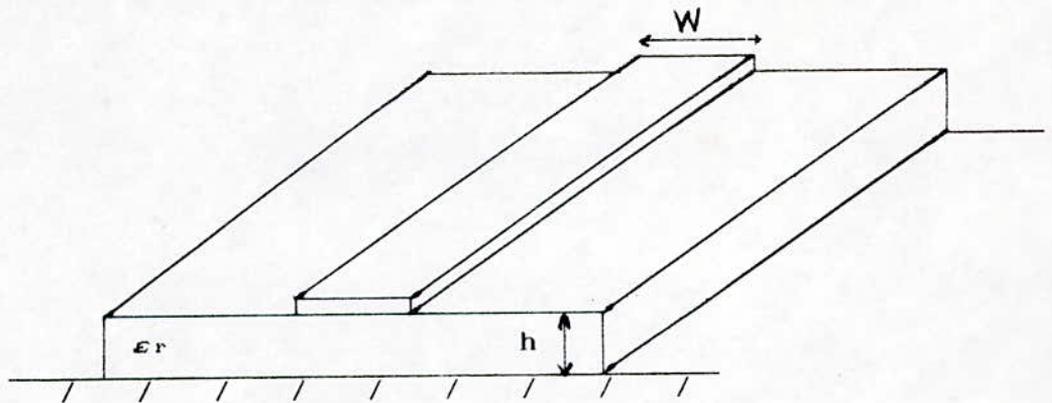


fig I.3 : Structure d'une ligne microruban

Le calcul exact de l'impédance caractéristique et des atténuations d'une ligne microruban n'existe pas, par contre, il existe des techniques numériques [2] pour la détermination de ces caractéristiques.

La ligne microruban (fig I.3) de largeur W repose sur un substrat d'épaisseur h et de permittivité ϵ_r

La constante diélectrique effective s'écrit : [2]

$$\epsilon_0 = \begin{cases} \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 12 h/W}} + 0.04 (1 - W/h)^2 & W/h < 1 \\ \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 12 h/W}} & W/h > 1 \end{cases} \quad (I.7)$$

L'impédance caractéristique : [2]

$$Z_c = \begin{cases} \frac{377}{2\pi \sqrt{\epsilon_0}} \ln(Bh/W + W/4h) \quad (\Omega) & \text{pour } W/h < 1 \\ \frac{377}{\sqrt{\epsilon_0}} \left(\frac{1}{W/h + 1.393 + 0.667 \ln(W/h + 1.444)} \right) \quad (\Omega) & \text{pour } W/h > 1 \end{cases} \quad (I-7a)$$

Atténuation due au conducteur : [2]

$$\alpha_c = \frac{8.68 R_s}{W Z_c} \quad (\text{dB/m}) \quad (I-8)$$

où R_s donnée par (I.3a).

Atténuation due au diélectrique : [2]

$$\alpha_d = 27.3 \frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_r - 1} \frac{\epsilon_r}{\sqrt{\epsilon_0}} \frac{f}{c} \text{tg } \delta \quad (\text{dB/m}) \quad (I-9)$$

Si on devait résoudre le problème inverse : connaissant l'impédance caractéristique Z_c , on peut déterminer le rapport W/h .

$$W/h = \begin{cases} \frac{A}{0.5 e^A - e^{-A}} & \text{Si } W/h < 2 \\ \frac{\epsilon_r - 1}{\pi \epsilon_r} (\ln(b-1) + 0.39 - 0.61/\epsilon_r) + \frac{2}{\pi} (B-1 - \ln(2B-1)) & \text{Si } W/h > 2 \end{cases} \quad (I-10)$$

$$\text{où } A = \pi \sqrt{2(\epsilon_r + 1)} \frac{Z_0}{377} + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + b} (0.234 + 0.11/\epsilon_r)$$

$$B = 377 \pi / (2 Z_c \sqrt{\epsilon_r})$$

1-4-STRIPTLINE :

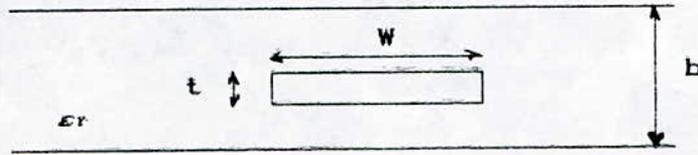


fig I.4 : Structure d'une stripline

L'impédance caractéristique : [2]

$$Z_c = \frac{30 \pi (1 - t/b)}{\sqrt{\epsilon_r} (W\epsilon/b + C_f/\pi)} \quad (\Omega) \quad (I-11)$$

où :

$$C_f = 2 \ln \left[\frac{1}{1 - t/b} + 1 \right] - t/b \ln \left[\frac{1}{(1 - t/b)^2} - 1 \right]$$

et

$$W\epsilon/b = W/b - \begin{cases} 0 & \text{si } W/(b-t) < 0.35 \\ \frac{(0.35 - W/b)^2}{(1 + 12 t/b)} & \text{si } W/(b-t) > 0.35 \end{cases}$$

L'atténuation due au conducteur : [2]

$$\alpha_c = \frac{0.0231 R_s \epsilon_r Z_0}{30 \pi (b - t)} (A + B) \quad (\text{dB/m}) \quad (I-12)$$

$$\text{où } A = 1 + \frac{2W}{(b-t)} + \frac{1}{\pi} \frac{(b+t)}{(b-t)} \ln \left[\frac{2b-t}{t} \right]$$

$$B = \begin{cases} 0 & Z_b < 120 \\ \frac{(0.35 - W/b)}{(b-t)(1+12t/b)^2} \left[\frac{t}{b} (17.45b + 35W) - 9W + 5.85 - 32.4 t^2/b \right] & Z_b > 120 \end{cases}$$

$$Z_b = Z_c \sqrt{\epsilon_r} (1 + 2.3 t/b)$$

Cette formule n'est pas valable pour $t=0$; lors de la programmation, on prendra $t=W/1000$.

Atténuation due au diélectrique : [2]

$$\alpha_d = \frac{8.68 \pi f \sqrt{\epsilon_r}}{c} \operatorname{tg}(\delta) \quad (\text{dB/m}) \quad (\text{I-13})$$

connaissant la valeur de l'impédance caractéristique, on peut évaluer les dimensions de la ligne : [2]

$$W/b = \begin{cases} x & Z_b < 120 \\ (6t/b + 0.85) - [(6t/b + 0.85)^2 - x(12t/b + 1) - 0.1255]^{1/2} & Z_b > 120 \end{cases} \quad (\text{I-14})$$

$$\text{où } x = \frac{30 \pi (1 - t/b)}{Z_c \sqrt{\epsilon_r}} - \frac{Cf}{\pi}$$

$$Z_b = Z_c \sqrt{\epsilon_r} (1 + 2.3 t/b)$$

A partir des relations donnant l'impédance caractéristique et les atténuations, nous avons élaborer un programme qui nous permet de les calculer.

APPLICATION :

ANALYSE DES LIGNES MICROSTRIP

DONNEES DE L'ANALYSE

Constante diélectrique Er = 2.55
 L'épaisseur du substrat en (mm)..... H = 1.00
 La largeur de la ligne en (mm)..... W = 2.00
 Le facteur de pertes tg δ = 0.005

RESULTATS DE L'ANALYSE	
Impédance caractéristique de la ligne.....	Zc = 62.16 ohm
ATTENUATION	
Atténuation due au conducteur	Ac = 1.82 dB/m
Atténuation due au diélectrique.....	Ad = 5.56 dB/m
Atténuation totale	At = 7.38 dB/m

CHAPITRE II

ANTENNES FILAIRES

CHAPITRE II

ANTENNES FILAIRES

II-1-INTRODUCTION :

L'antenne filaire est un aérien présentant une structure linéaire, sensible au champ électrique et ayant un gain relativement faible comparé aux gains d'autres antennes (cornet, parabolique). Elle est utilisée particulièrement en UHF et VHF.

II-2-DOUBLET ELECTRIQUE ET MAGNETIQUE :

2-1-DOUBLET ELECTRIQUE : [1], [3]

Le doublet électrique (doublet de HERTZ) est une antenne fictive constituée de deux charges élémentaires séparées d'une longueur dl ($dl \ll \lambda$), elle constitue une référence pour les antennes filaires. (fig II.1)

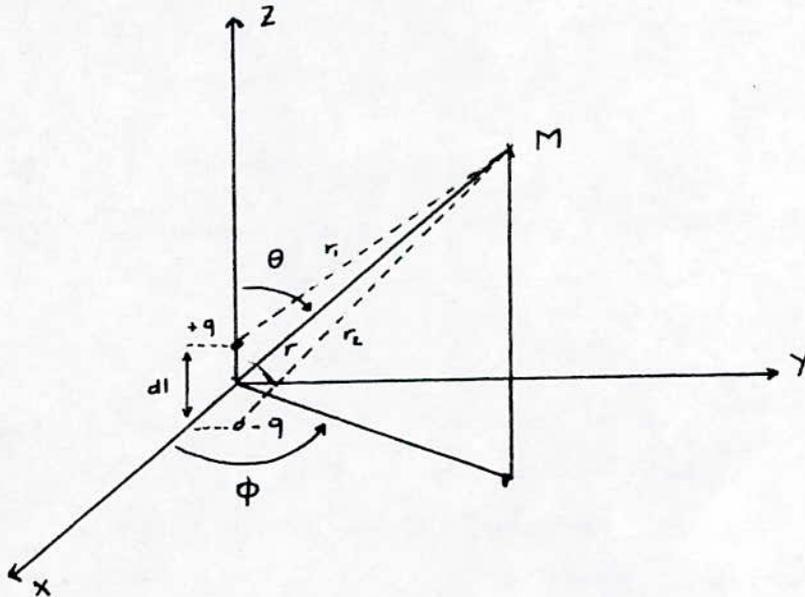


Figure II.1

a-Champ rayonné :

L'expression du champ à grande distance est donnée par:

$$\left[\begin{array}{l} E_{\theta} = j\eta \frac{k I_0 dl \sin(\theta)}{4 \pi r} e^{-jkr} \\ H_{\phi} = j \frac{k I_0 dl \sin(\theta)}{\mu 4 \pi r} e^{-jkr} \\ E_{\phi} = H_{\theta} = 0 \end{array} \right. \quad (II.1)$$

I_0 : courant maximum.

b-Puissance rayonnée:

Sachant que la densité surfacique de puissance s'écrit:

$$\langle S \rangle = 1/4 (E_{\theta} \times H_{\phi}^* + E_{\phi}^* \times H_{\theta})$$

alors la puissance de rayonnement sera donnée par:

$$P_r = \iint_{\varepsilon} \langle S \rangle d\varepsilon \quad \text{avec } d\varepsilon = r^2 \sin(\theta) d\theta d\phi$$

après un calcul d'intégral assez simple on obtient :

$$P_r = 40\pi^2 (1/\lambda)^2 I_0^2 \quad (II.2)$$

c-Résistance de rayonnement :

Par définition la puissance rayonnée s'exprime par :

$$P_r = (1/2) R_r I_0^2$$

donc :

$$R_r = 80 \pi^2 (1/\lambda)^2 \quad (II.3)$$

d-Directivité : [3]

La directivité exprime l'accroissement de puissance rayonnée dans une direction donnée (θ, ϕ) par rapport à la puissance calculée par unité d'angle solide dans toutes les directions, ou par une source isotrope de même polarisation et de même puissance totale.

donc :

$$D_r = \frac{U_{\max}}{U_{\text{iso}}} = 4\pi \frac{U_{\max}}{P_r}$$

avec : $U = \langle S \rangle r^2$ $U_{\max} = 15\pi I_0^2 (1/\lambda)^2$

d'où:

$$\boxed{D_r = 3/2} \quad (\text{II.4})$$

e- Fonction caractéristique :

Connaissant l'expression du champ, la fonction caractéristique est donnée par :

$$E_{\theta} = \frac{60\pi I_0 dl \sin(\theta)}{\lambda r} = \frac{60I_0}{r} F(\theta)$$

$$F(\theta) = \pi (1/\lambda) \sin(\theta)$$

La fonction caractéristique normalisée est:

$$\boxed{f(\theta) = \sin(\theta)} \quad (\text{II.5})$$

f- Surface équivalente :

C'est l'aire maximale de captation du doublet de Hertz.

$$A_{eq} = g \lambda^2 / 4\pi$$

pour un système sans pertes $g = D$, donc:

$$\boxed{A_{eq} = 3\lambda^2 / 8\pi} \quad (\text{II.6})$$

2-2-DOUBLET MAGNETIQUE : [1], [3]

Plusieurs méthodes permettent d'étudier les doublets magnétiques, il se présentent soit comme une charge ponctuelle (Fig II.2a), soit comme un boucle de courant (Fig II.2b).



Figure II.2

a- Champ rayonné :

En utilisant la dualité [3] entre les deux champs (E,H):

$$I_0 dl \text{ — } J_m dl \quad ; \quad E \text{ — } H \quad ; \quad H \text{ — } -E$$

$$\epsilon_0 \text{ — } \mu_0 \quad ; \quad \mu_0 \text{ — } \epsilon_0 \quad ; \quad q \text{ — } \tau$$

l'expression du champ sera :

$$E_\phi = -\frac{1}{4\pi} J_m dl (jk) \frac{\sin(\theta)}{r} e^{-jkr} \quad (II.7)$$

$$H_\theta = j\omega \frac{\epsilon_0}{4\pi} J_m dl \frac{\sin(\theta)}{r} e^{-jkr}$$

avec: $Z_0 = |E_\phi| / |H_\theta|$

b- Puissance rayonnée :

De la même manière que précédemment P_r est donnée par:

$$P_r = \iint_{\mathcal{E}} \langle S \rangle d\mathcal{E}$$

$$P_r = 160 \frac{\pi^4 I^2 A^2}{\lambda^4} \quad (II.8)$$

où A : surface du doublet

c- Résistance de rayonnement :

$$R_r = 320\pi^4 \frac{A^2}{\lambda^4} \quad (II.9)$$

d- Directivité :

$$D = 3/2$$

(II.10)

e- Fonction caractéristique :

$$f(\theta) = \sin(\theta)$$

(II.11)

f- Surface équivalente :

$$A = 3\lambda^2/8\pi$$

(II.12)

II-3 ANTENNES FILAIRES EN ONDES STATIONNAIRES :

3-1- ANTENNE FILAIRE :

Nous supposons dans cette étude que le dipôle a un diamètre négligeable, cette approximation est d'autant plus valable que le diamètre du dipôle est négligeable devant la longueur d'onde λ ($d \ll \lambda$)

La distribution du courant est telle que:

$$I_e(x', y', z') = \begin{cases} az I_0 \sin[k(1/2-z')] & 0 \leq z' \leq 1/2 \\ az I_0 \sin[k(1/2+z')] & -1/2 \leq z' \leq 0 \end{cases} \quad (II.14)$$

Cette distribution traduit que l'antenne est alimentée symétriquement et que le courant s'éteint aux extrémités ($z = \pm 1/2$)

3-1-1- CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT :

a- Champ rayonné :

Les composantes du champ EM rayonné d'un élément dz' (Fig II.3) d'une antenne filaire de longueur l alimentée symétriquement s'expriment par :

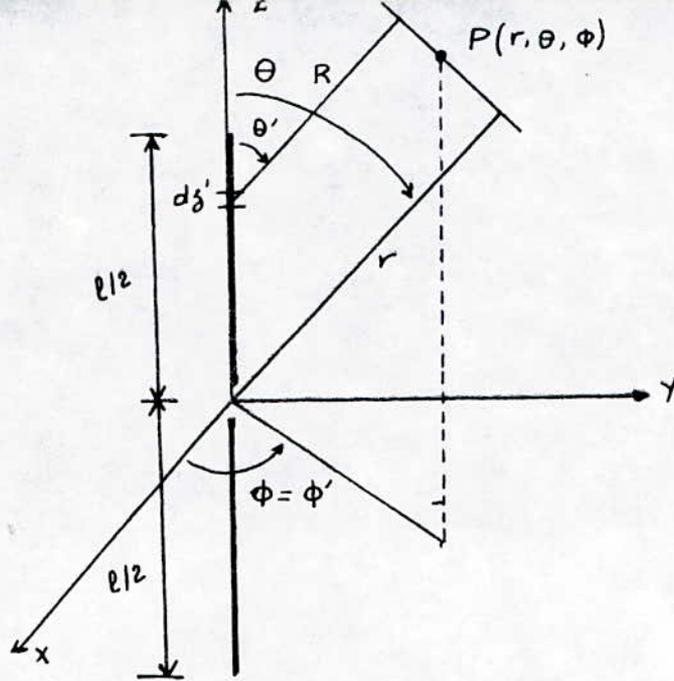


Figure II.3

$$\left[\begin{array}{l} dE_{\theta} = j Z k I_0 (x', y', z') e^{-jkR} \sin(\theta) / 4\pi R dz' \\ dH_{\phi} = dE_{\theta} / Z_0 \\ dE_{\phi} = dE_r = dH_r = dH_{\theta} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.14})$$

où :

$$R = r - z' \cos(\theta) \quad \text{en phase}$$

$$R = r \quad \text{en amplitude}$$

donc :

$$E_{\theta} = jZ \frac{k e^{-jkr}}{4\pi r} \sin(\theta) \left[\int_{-l/2}^{l/2} I_0(x', y', z') e^{jkz' \cos \theta} dz' \right] \quad (\text{II.15})$$

Après un calcul d'intégrales assez simple on trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\theta} = j \frac{60 I_0 e^{-jkr}}{r} \left[\frac{\cos(kl \cos(\theta)/2) - \cos(kl/2)}{\sin(\theta)} \right] \\ H_{\phi} = E_{\theta} / \eta \end{array} \right. \quad (\text{II.16})$$

b-Fonction caractéristique :

Le module du champ électrique s'écrit :

$$|E_{\theta}| = \frac{60 I_0}{r} \left[\frac{\cos(kl \cos(\theta)/2) - \cos(kl/2)}{\sin(\theta)} \right]$$

où

$$f(\theta) = \left[\frac{\cos(kl \cos(\theta)/2) - \cos(kl/2)}{\sin(\theta)} \right] \quad (\text{II.17})$$

le diagramme de rayonnement est d'autant plus directif que la longueur du dipôle augmente et si celle-ci est plus grande que λ le nombre de lobes augmente; l'antenne perd ainsi sa propriété de directivité.

c- Puissance rayonnée :

La puissance rayonnée par l'antenne est calculée après intégration du vecteur de poynting sur la surface S.

$$Pr = Z_0 \frac{I^2}{4\pi} \left[C + \ln(kl) - Ci(kl) + \frac{1}{2} \sin(kl) \left[Si(2kl) - 2Si(kl) \right] + \frac{1}{2} \cos(kl) \left[C + \ln\left(\frac{kl}{2}\right) + Ci(2kl) - 2 Ci(kl) \right] \right] \quad (\text{II.18})$$

où : C = 0.5772 (constante d'Euler)

e- Résistance de rayonnement :

Sachant que :

$$Pr = \frac{1}{2} R_r I_0^2$$

Alors, la résistance de rayonnement est donnée par :

$$R_r = Z_0 \frac{1}{2\pi} \left[C + \ln(kl) - Ci(kl) + \frac{1}{2} \sin(kl) \left[Si(2kl) - 2Si(kl) \right] + \frac{1}{2} \cos(kl) \left[C + \ln\left(\frac{kl}{2}\right) + Ci(2kl) - 2 Ci(kl) \right] \right] \quad (\text{II.19})$$

f- Directivité :

$$D_r = 4\pi \frac{|F(\theta, \phi)|_{\max}^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi}$$

où : $F(\theta, \phi)$ est la fonction caractéristique.

donc :

$$D_r = 2 \frac{F(\theta) |_{\max}^2}{\int_0^\pi F(\theta) \sin\theta d\theta} \quad (II.20)$$

La valeur maximale de $F(\theta)$ varie et dépend de la longueur du dipôle.

La surface équivalente maximale correspondante est :

$$A_{eq} = \frac{\lambda^2}{4\pi} D_r \quad (II.21)$$

3-1-2 IMPEDANCE D'ENTREE :

L'impédance d'entrée est un paramètre très important pour évaluer l'efficacité d'une antenne; la littérature nous propose plusieurs méthodes pour la déterminer, nous en utiliserons deux techniques en l'occurrence la méthode de la fem induite et la méthode des moments.

a-Méthode de la fem induite [1]:

La détermination de l'impédance d'entrée d'une antenne filaire par la méthode de la fem induite, nécessite la connaissance de l'expression du champ à la surface de l'antenne. La fem appliquée à l'aérien produit un courant I_z , qui donnera naissance à un champ E_z (fig II.6); ce dernier à son tour va induire un champ E_{zi} sur la surface conductrice. Pour un conducteur parfait le champ électrique total tangential est nul, ainsi :

$$E_{zi} = E_z(\rho=a, z=z') + E_{zi}(\rho=a, z=z') = 0 \quad (II.22)$$

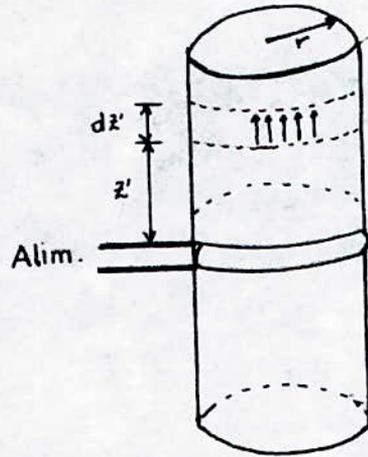


Figure II.6

Partant de l'expression (II.22), nous pouvons aboutir à l'impédance d'entrée de l'antenne, qui sera donnée par : [1]

$$Z_{in} = - \frac{1}{I_0^2} \int_{-l/2}^{l/2} I_z(a, z') E_z(a, z') dz \quad (II.23)$$

Après un calcul d'intégrales, nous obtenons l'expression de Z_{in}

$$\begin{aligned} R_{in} &= (I_0/I_{in})^2 R_r = \frac{R_r}{\sin^2(kl/2)} \\ X_{in} &= (I_0/I_{in})^2 X_m = \frac{X_m}{\sin^2(kl/2)} \end{aligned} \quad (II.24)$$

avec :

$$X_m = \frac{Z_0}{4\pi} [2S_1(kl) + \cos(kl) [2S_1(kl) - S_1(2kl)] - \sin(kl) [2C_1(kl) - C_1(2kl) - C_1(2ka^2/l)]]$$

R_r définie par (II.19)

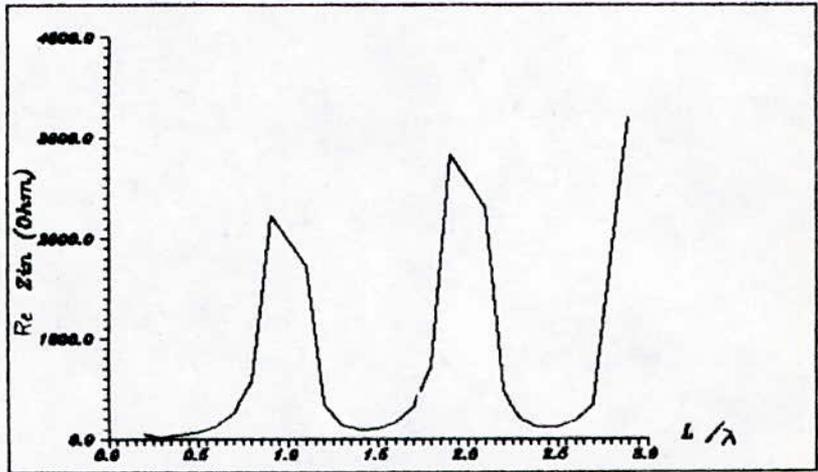


Figure II 7 Resistances d'entree d'une antenne filaire
 calculees par la methode de la fem induite
 $r/\lambda = 0.001$

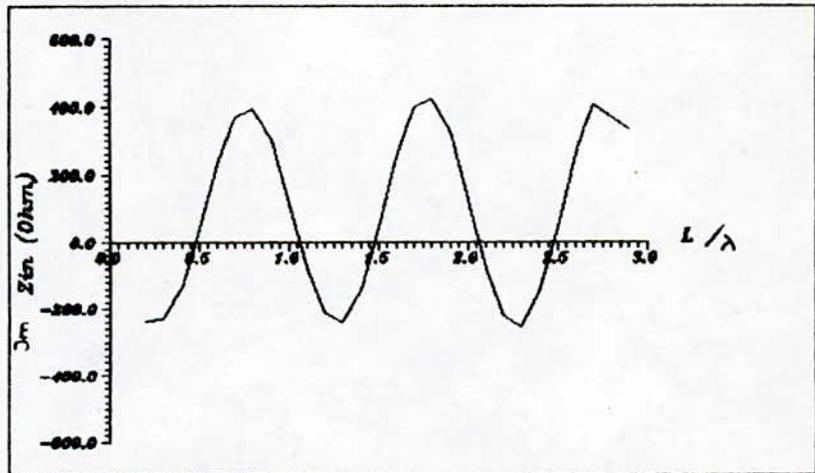


Figure II 8 Reactance d'entree d'une antenne filaire
 calculees par la methode de la fem induite
 $r/\lambda = 0.001$

b-Méthode des moments: [10, [10]

Durant la dernière décennie, de nombreuses techniques numériques ont été développées pour résoudre les problèmes de champs électromagnétiques. L'avantage des logiciels de résolution des problèmes de champs EM complexes par rapport à la méthode classique (développement selon des fonctions propres) est largement apprécié.

Une technique particulière qui a été appliquée avec grand succès est la méthode des moments (MM). Cette technique transforme une équation comportant un opérateur en une équation matricielle pouvant être facilement résolue à l'aide d'un PC.

1-Principe de la méthode : [10]

Elle est utilisée pour résoudre des équations de la forme :

$$L(f) = g \quad (11.25)$$

en les transformant en un système linéaire à n inconnues où :

- L est un opérateur linéaire, généralement une combinaison linéaire d'opérateurs intégral-différentiels;
- f est la fonction inconnue à déterminer;
- g est la fonction connue ou fonction excitation.

Pour appliquer la méthode il faut :

- Définir un produit intérieur $\langle h, l \rangle$ qui soit scalaire défini positif sur le domaine de l'opérateur L;
- Supposer que la fonction inconnue f puisse se mettre sous forme d'une série de N fonctions $f_1, f_2, \dots, f_i, \dots, f_N$ linéairement indépendantes appartenant au domaine de définition de l'opérateur L :

$$f \cong \sum_{j=1}^N \alpha_j f_j \quad (11.26)$$

Les fonctions f_i sont appelées fonctions de base. Les coefficients α_i sont des constantes inconnues.

En tenant compte de la linéarité de l'opérateur L et en reportant (II.26) dans l'équation (II.25) on obtient :

$$\sum_{j=1}^N \alpha_j L(f_j) = a \quad (\text{II.27})$$

-définir un ensemble de fonctions, appelées tests ou poids $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_i, \dots, \omega_M$ linéairement indépendantes dans le domaine de définition de l'opérateur L . Ces fonctions vont, par l'intermédiaire du produit intérieur, pondérer les termes de l'équation (II.27). Pour cela l'équation (II.27) est projetée sur les fonctions tests ou poids pour obtenir :

$$\sum_{j=1}^N \alpha_j \langle \omega_i, L(f_j) \rangle = \langle \omega_i, a \rangle \quad i = 1, 2, \dots, M \quad (\text{II.28})$$

La pratique couramment rencontrée consiste à prendre $M = N$. Ainsi, l'ensemble des équations précédentes peut s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} l_{ij} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \alpha_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_i \end{bmatrix} \quad (\text{II.29})$$

Avec :

$$l_{ij} = \langle \omega_i, L(f_j) \rangle ;$$

$$a_i = \langle \omega_i, a \rangle .$$

Donc, la solution cherchée pour l'inconnue f est donnée par :

$$f = \begin{bmatrix} f_j \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \alpha_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_j \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} l_{ij} \end{bmatrix}^{-1} \times \begin{bmatrix} a_i \end{bmatrix} \quad (\text{II.30})$$

La mise en oeuvre de la méthode des moments implique en général le calcul de la matrice $\begin{bmatrix} l_{ij} \end{bmatrix}$ et son inverse.

2-Mise en oeuvre de la méthode :

Dans le cas des antennes en régime harmonique, l'équation à résoudre est une équation intégral-différentielle de la forme :

$$E_z^i(z) = L(i(z)) \quad (II.31)$$

où $E_z^i(z)$ est la composante tangentielle du champ électrique incident représentant l'excitation appliquée, L est l'opérateur linéaire intégral-différentiel et $i(z)$ est le courant électrique parcourant l'antenne.

Une fois la méthode appliquée on obtient :

$$\begin{bmatrix} V_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{ij} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_j \end{bmatrix} \quad (II.32)$$

Avec : $\begin{bmatrix} V_i \end{bmatrix}$: vecteur tension généralisée;
 $\begin{bmatrix} Z_{ij} \end{bmatrix}$: matrice impédance généralisée;
 $\begin{bmatrix} I_j \end{bmatrix}$: vecteur courant généralisé.

Le principe de la méthode qui vient d'être énoncé au paragraphe précédent est simple, le plus délicat étant le choix des fonctions de base et de test.

On peut choisir des fonctions de base définies sur tout le domaine de définition de l'opérateur L ou bien sur des subdivisions de ce domaine.

le produit intérieur $\langle \omega_i, L(f_i) \rangle$ est défini comme étant l'intégrale du produit $\omega_i L(f_i)$ sur l'intervalle de définition de la fonction ω_i . Cette intégration peut être délicate dans les problèmes pratiques.

Le choix des fonctions de base et de test sera dans tout les cas un compromis entre : [6], [11]

- L'erreur commise sur la fonction;
- Le temps et la facilité de calcul des termes de la matrice impédance;
- La taille de la matrice à inverser.

Pour l'inversion de la matrice impédance, il convient d'utiliser des algorithmes de résolution directs plutôt qu'itératifs car, dans ce cas la convergence n'est pas assurée.

Une manière simple mais pas toujours efficace consiste à prendre pour fonction test des impulsions de Dirac régulièrement réparties sur le domaine de L.

Lorsque ce choix est associé à des fonctions de base en crénaux définies sur des subdivisions du domaine de L; cette version est appelée méthode point matching.

Lorsque les fonctions de base et de test sont identiques, la méthode est appelée méthode de Galerkin.

3-Méthode du point matching :

Considérons un dipôle cylindrique (fig II.9) alimenté

HALLEN s'écrit:

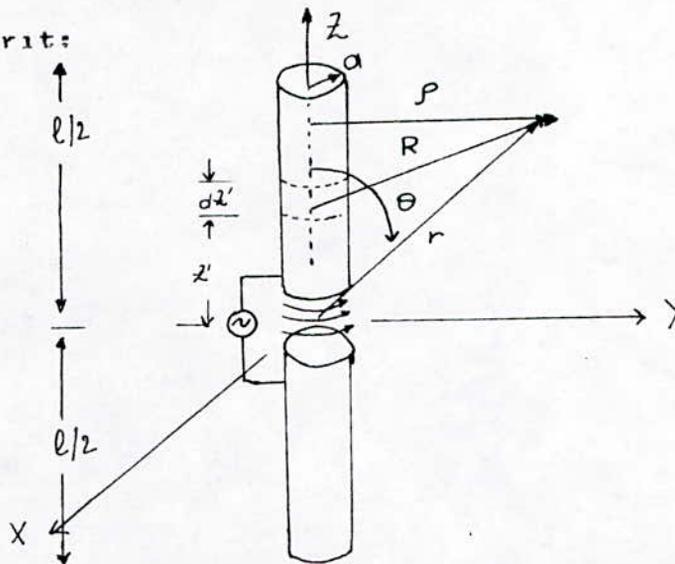


fig II.9 : structure d'un dipôle cylindrique de rayon a.

$$\int_0^l G(z, z') I(z') dz' = C \cos kz - \frac{j}{2\eta} \sin k|z| \quad (\text{II.33})$$

Avec $z \in [0, l]$ et $Z_0 = 120 \pi$ (ohm)

$$\text{et } g(z, z') = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} + \frac{e^{-jkr'}}{4\pi r'} \quad , r = [a^2 + (z - z')^2]^{1/2}$$

$$r' = [a^2 + (z + z')^2]^{1/2}$$

Pour l'application de la méthode, on choisit des fonctions de base définies comme suit :

D'abord, on construit une séquence $Z_1 \dots Z_{N+1}$ points équidistants dans l'intervalle $[0, l]$ tel que $Z_1 = 0$ et $Z_{N+1} = l$; ce qui revient à diviser l'intervalle $[0, l]$ en N sous intervalles d'égales longueurs.

Le n^{me} point est localisé par :

$$Z_n = \frac{(n-1)l}{N} \quad (\text{II.34})$$

et le n^{me} sous intervalle est décrit par la relation :

$$\Delta Z_n = Z_{n+1} - Z_n \quad (\text{II.35})$$

Ainsi, les fonctions de base sont donné par :

$$f_n(z) = \begin{cases} 1 & \text{si } z \in \Delta Z_n \\ 0 & \text{si } z \notin \Delta Z_n \end{cases}$$

Donc, $I(z)$ est représenté par :

$$I(z) = \sum_{n=1}^N C_n f_n(z)$$

En ce qui concerne les points Z_m , on prend $M = N$ et ils seront choisis comme étant les milieux des sous intervalles ΔZ_n .

$$Z_m = \frac{(2m-1)l}{2N} \quad (\text{II.36})$$

Dans ce cas, nous aurons N équations linéaires:

$$\sum_{n=1}^N C_n \int_0^1 G(z_m, z') f_n(z') dz' = C \cos kz_m - \frac{j}{2\eta} \sin k|z_m| \quad (\text{II.36a})$$

comme $f_n(z) = 1$, les élément de la matrice a_{mn} sont définis par

$$a_{mn} = \int_{Z_n}^{Z_{n+1}} G(z_m, z') dz' \quad (\text{II.37})$$

Dans l'équation intégrale de HALLEN, il est formulé que la constante C est déterminée à partir des conditions aux limites ($I(l) = 0$); Cette condition n'est satisfaite que si $C_N = 0$, donc C doit être traitée comme une inconnue au système (II.36a).

Donc on aura à résoudre le système suivant:

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1N-1} & d_1 \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2N-1} & d_2 \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ a_{N1} & a_{N2} & \dots & a_{NN-1} & d_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ C_{N-1} \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ b_{N-1} \\ b_N \end{bmatrix}$$

où $d_m = -\cos(kZ_m)$, $b_m = -(j/2\eta)\sin(kz_m)$ (II.38)

et $a_{mn} = \int G(Z_m, Z') dz'$

d-Méthode de Galerkin : [2], [10]

Dans cette méthode l'équation intégrale à résoudre est celle de PUCKLINGTON [1], [10] définie par :

$$E_z^i(z) = \frac{-j}{4\pi\omega\epsilon} \left[\frac{d^2}{dz^2} + k^2 \right] \int_0^1 I(z') \frac{\exp(jkR(z'))}{R(z')} dz' \quad (II.39)$$

Avec : $R(z') = [(z-z')^2 + a^2]^{1/2}$

La méthode des moments de GALERKIN se caractérise par l'égalité des fonctions de base et de test: Ainsi pour des fonctions de base sinusoidales, les éléments de la matrice impédance, représentant l'impédance mutuelle entre deux dipôles de longueur l, seront donnés par : [2]

$$Z_{ij} = \frac{15}{\sin^2 kl/2} \sum_{i=-2}^2 \sum_{j=-1}^1 A_{(i+3)} e^{-jki(x_0 + jl/2)} E(kB) \quad (II.40)$$

où :

$$B = \sqrt{r^2 + (l/2)^2} - jl/2$$

$$k = 2\pi/\lambda$$

et

$$A(1) = A(5) = 1$$

$$A(2) = A(4) = -4\cos(kl/2)$$

$$A(3) = 2 + 4\cos^2(kl/2)$$

$$E(kB) = Ci(x) - jSi(x) \text{ intégrales de FRESNEL [Annexe 3]}$$

r = rayon de dipole

Nous mentionnons que les termes des impédances propres sont obtenus en prenant $x_0 = 0$ et $y_0 = r$.

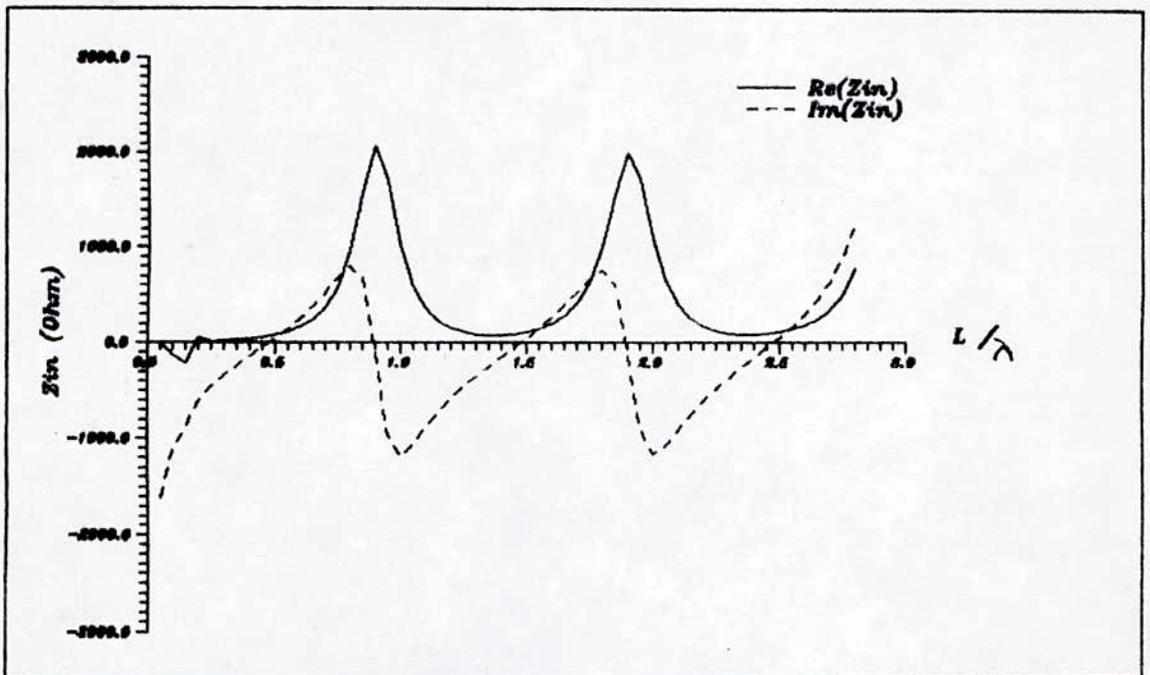


Figure II.10 Impédances d'entrée d'une antenne filaire calculées par la méthode des moments pour une alimentation centrée $r/\lambda = 0.001$ $N = 5$

3-1-3-PROGRAMME D'ANALYSE :

En se basant sur les relations (II.19) et (II.24) pour la méthode de la fem induite et (II.40) pour la méthode des moments, nous avons établi un programme d'analyse permettant de calculer l'impédance d'entrée

Paramètres d'entrée :

- * fréquence de travail,
- * longueur de l'antenne,
- * rayon de l'antenne.

3-1-4-INTERPRETATIONS ET CONCLUSION :

Afin d'établir une comparaison entre les résultats obtenus par les deux méthodes, nous avons dressé un tableau donnant l'impédance d'entrée et sa variation pour différentes dimensions de l'antenne.

l/λ	r/λ	$Z_{in}(\text{ohms})$ fem induite	$Z_{in}(\text{ohms})$ M des moments	$ \Delta R_{in} $	$ \Delta X_{in} $
0.25	0.01	20.38-j106.51	9.17-j 195.96	11.21	89.45
0.25	0.0001	20.54-j989.01	9.93-j 724	10.61	941.09
0.50	0.01	79.21+j42.34	92.48+j32.90	19.27	9.44
0.50	0.0001	79.21+j42.34	78.02+j42.14	4.81	0.20
0.75	0.01	372.42+j258.05	582.56+j139.64	210.14	125.01
0.75	0.0001	374.03+j534	485.46-j1026.91	111.43	492
1.00	0.01	∞	286.56-j479.74		
1.00	0.0001	∞	2344.43-j2318.4		

Les résultats d'analyse présentés ci-dessus montrent que les valeurs obtenues par les deux méthodes sont sensiblement identiques pour des antennes demi-ondes et coïncident avec celles obtenues par Elliot [5].

Cependant que la méthode des moments est plus précise puisqu'elle tient compte du point d'alimentation et du rayon de l'aérien, mais son utilisation nécessite un temps de calcul considérable sur le PC.

II-4-ANTENNE FILAIRE EN ONDES PROGRESSIVES : [1]

Dans les paragraphes précédents nous avons traité les antennes filaires en ondes stationnaires où la tension et le courant présente des extrêmes le long de l'aerien ,ce dernier est appelé alors antenne resonante.

a-Champ rayonné :

Le champ rayonné par un élément dz' d'une antenne filaire de longueur l (fig II.4) est donné par :

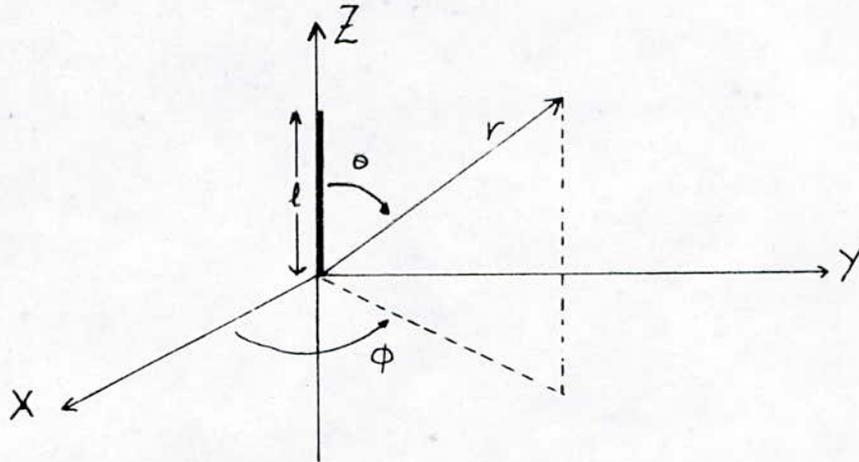


fig II.4: Antenne filaire en ondes progressives

$$dE = -\frac{60\pi}{\lambda r} I_0 \sin\theta e^{-jk'z} e^{j\omega t} e^{-jk'r} dz$$

$$I(z) = I_0 e^{-jk'z} \quad ; \quad r = r_0 - z \cos(\theta)$$

Soit p le rapport entre k et k' (longueur d'ondes dans l'espace libre / longueur d'ondes dans la ligne de transmission).

$$p = k / k' = \lambda / \lambda_g$$

$$dE = -j \frac{60\pi}{\lambda r} I_0 \sin(\theta) e^{-jkr} \cdot \int e^{-j(k' - k \cos\theta)z} dz$$

Pour $p = 1$ on aura :

$$dE = -j \frac{60\pi}{\lambda r} I_0 \sin(\theta) e^{-jkr} \cdot \int e^{-j(1 - \cos\theta)kz} dz$$

Après avoir intégré, on obtient :

$$\left[\begin{array}{l} E_r = E_\phi = H_r = H_\theta = 0 \\ E_\theta = -j \frac{60\pi}{\lambda r} I_0 \sin(\theta) e^{-jkL/2(1-\cos(\theta))} \frac{\sin[kL/2(\cos(\theta)-1)]}{kL/2(\cos(\theta)-1)} \\ H_\phi = E_\theta/Z \end{array} \right. \quad (II.41)$$

a-Densité de puissance :

$$\langle S \rangle = \frac{|E_\theta|^2}{2Z_0} = Z_0 \frac{|I_0|^2}{8\pi^2 r^2} \cot^2(\theta/2) \sin^2[kL(\cos(\theta)-1)/2] \quad (II.42)$$

b-Puissance de rayonnement :

$$\text{On sait que : } P_r = \iint \langle S \rangle d\epsilon = \iint \frac{|E_\theta|^2}{2Z_0} \sin(\theta) d\theta d\phi$$

Après un calcul d'intégrale on trouve l'expression de la puissance

$$P_r = \frac{Z_0}{4\pi} |I_0|^2 \left[1.415 + \ln(kL/\pi) - \text{Ci}(2kL) + \frac{\sin(2kL)}{2kL} \right] \quad (II.43)$$

c-Résistance de rayonnement :

Par définition la résistance de rayonnement est donnée par :

$$P_r = (1/2) R_r |I_0|^2$$

Donc on aura :

$$R_r = \frac{Z_0}{2\pi} \left[1.415 + \ln(kL/\pi) - \text{Ci}(2kL) + \frac{\sin(2kL)}{2kL} \right] \quad (II.44)$$

d-Directivité :

$$D_r = 4\pi \frac{U_{\max}}{P_r}$$

$$D_r = \frac{2 \cot^2 [1/2 \cos^{-1} (1 - 0.317 \lambda / l)]}{1.415 + \ln(lk/\lambda) - \text{Ci}(2kl) + \sin(2kl)/2kl} \quad (\text{II.45})$$

e-Fonction caractéristique (dans le vide):

$$F(\theta) = \frac{\sin(\theta)}{1 - \cos(\theta)} \sin[kl(1 - \cos(\theta))/2] \quad (\text{II.46})$$

A partir de (II.46) on peut constater que le diagramme de rayonnement de l'antenne présente plusieurs lobes dépendant de la longueur l de l'aérien (fig II.9).

* Maximum : $\sin^2[kl(1 - \cos(\theta))/2] = 1$

$$kl(\cos(\theta_{\text{Max}}) - 1) = \pm \left[\frac{2m + 1}{2} \right] \pi$$

$$\theta_{\text{Max}} = \arccos[1 \pm \lambda(2m + 1)/2l] \quad (\text{II.47})$$

Avec $m = 0, 1, 2, \dots$

Le lobe principal est obtenu pour $m = 0$ ou $2m+1=1$, on remarque que pour $l \gg \lambda$ l'angle θ_{Max} tend vers 0° et le système aura un rayonnent endfire.

* Minimum : de même les Minimums sont obtenus pour :

$$\sin[kl(\cos(\theta) - 1)]/2 = 0 \quad kl(\cos(\theta_{\text{Min}}) - 1) = \pm n\pi$$

$$\theta_{\text{Min}} = \cos^{-1} \left(1 \pm \frac{n\lambda}{l} \right) \quad (\text{II.48})$$

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

APPLICATION :

INTRODUCTION DES DONNEES :

Fréquence de travail $f(\text{MHZ}) = \dots\dots\dots 300$
Longueur de l'antenne $l(l_0) = \dots\dots\dots 2$
Le rapport $P = \dots\dots\dots 1$
Le courant max I_0 en (A) = $\dots\dots\dots 0.1$
Les maximas en (deg) :
I=0 TMX= 41.41
I=1 TMX= 75.52
I=2 TMX= 104.48
I=3 TMX= 138.59

LA PUISSANCE DE RAYONNEMENT PR = $\dots\dots$ 0.841 WATTS
LA RESISTANCE DE RAYONNEMENT RR = $\dots\dots$ 1.681 OHM
LA DIRECTIVITE DO = $\dots\dots\dots$ 76.367

Les minimas en (deg) :
I=0 TMN= 0.00
I=1 TMN= 60.00
I=2 TMN= 90.00
I=3 TMN= 120.00
I=4 TMN= 180.00
VOULEZ VOUS REPREDRE (O/N)?

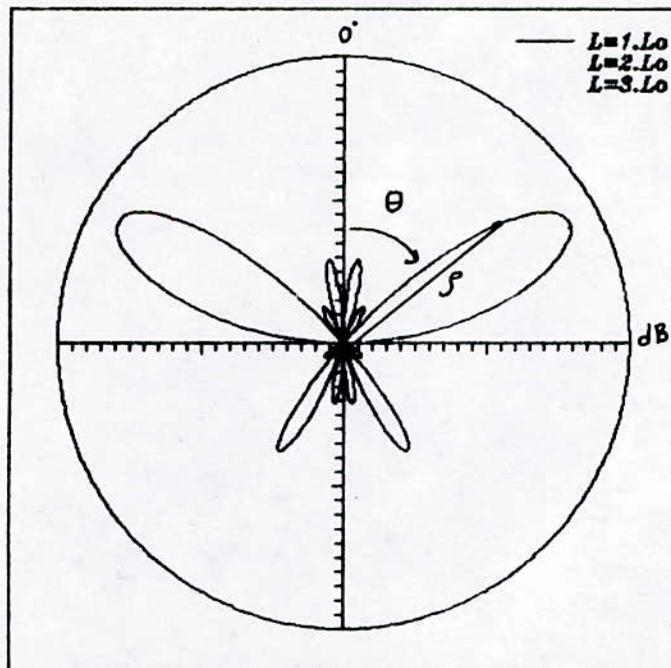


Figure II.12 Diagramme de rayonnement d'une antenne filaire en ondes progressives

II-5-ANTENNE HELICE :

L'hélice peut être considérée comme l'intermédiaire entre les antennes filaires et les cadres circulaires. Elle présente un grand intérêt du fait que sa bande passante est importante et que sa réalisation pratique est facile.

L'antenne hélice appartient à la famille des antennes à rayonnement longitudinal et à ondes de surface, elle convient aux matériels fixes et mobiles. La structure de l'antenne hélice cylindrique comprend deux éléments:

-un brin métallique conducteur qui se présente sous la forme d'une hélice cylindrique, d'où le nom de l'antenne.

-une plaque métallique réflectrice servant également de retour de masse pour l'excitation du brin conducteur.

La bande d'utilisation de cette antenne donnant de bonnes caractéristiques est comprise entre 400-960 MHz

5-1-Caractéristiques géométriques de l'antenne :

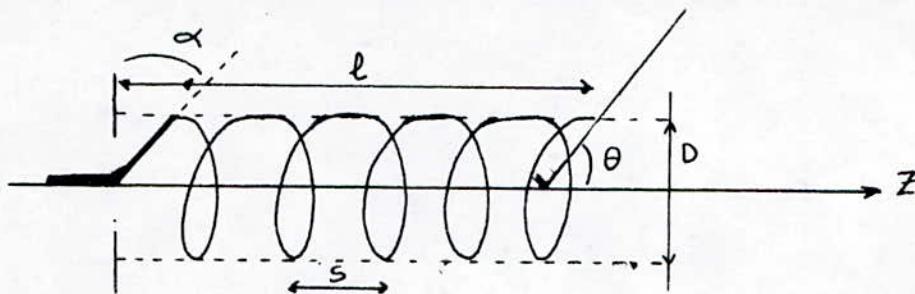


Fig II.10 : Structure d'une antenne hélice

D : diamètre du cylindre générateur de l'hélice.

S : pas de l'hélice.

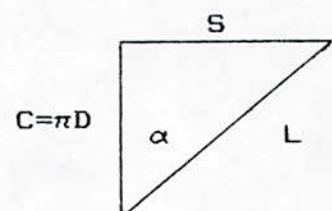
L : longueur d'une spire.

d : diamètre du conducteur.

n : nombre de spires.

Si on déroule une spire sur un plan, on définit l'angle α angle de pointage d'une spire de l'hélice, déterminé par:

$$\alpha = \arctg S/C \quad ; \quad L = \sqrt{\pi^2 D^2 + S^2}$$



Ces caractéristiques géométriques déterminent la forme du diagramme de rayonnement à grande distance.

5-2-Modes de fonctionnement :

a-Mode de fonctionnement normal :

Pour $nL \ll \lambda$, le courant le long de l'hélice est sensiblement constant en amplitude et en phase. On peut assimiler l'hélice à un cadre circulaire de diamètre D en série avec un dipôle de longueur S .

Ainsi:

$$E_{\theta}(\theta) = j \frac{60\pi I}{r} \sin\theta \frac{A}{\lambda} e^{-j\beta r} \longrightarrow \text{cas du dipôle} \quad (\text{II.49a})$$

$$E_{\phi}(\theta) = j \frac{120\pi^2 I}{r^2} \sin\theta \frac{A}{\lambda^2} e^{-j\beta r} \longrightarrow \text{cas du cadre} \quad (\text{II.49b})$$

$$A = \frac{D^2 \pi}{4}$$

Donc le champ total est de la forme $|E(\theta)| = K |\sin\theta|$

le diagramme de rayonnement se compose de deux cercles tangents.

Le champ rayonné est maximal dans le plan perpendiculaire à l'axe de l'hélice ($\theta = \pi/2$). On dit que l'antenne fonctionne en mode normal.

Le rapport des composantes dit rapport axial est donné par :

$$R_a = \frac{|E_{\theta}|}{|E_{\phi}|} = \frac{4 S}{\pi k D^2} = \frac{2\lambda S}{(\pi D)^2} \quad (\text{II.50})$$

Si $|E_{\phi}| = 0 \Rightarrow R_a \longrightarrow \infty$: Polarisation linéaire verticale
L'hélice se comporte comme un dipôle.

Si $|E_{\theta}| = 0 \Rightarrow R_a = 0$: Polarisation linéaire horizontale
L'hélice est identique à un cadre.

Si $|E\phi| = |E\theta| \Rightarrow R_a = 1$: Polarisation circulaire, dans ce cas on a :

$$C = \pi D = \sqrt{25\lambda} \quad (\text{II.51})$$

$$\tan \alpha = \frac{S}{\pi D} = \frac{\pi D}{2\lambda} \quad (\text{II.52})$$

b-Mode de fonctionnement axial :

Lorsque les valeurs de C sont de l'ordre de la longueur d'onde, on peut considérer que l'amplitude du courant est constante, mais la phase varie en fonction de la position du point considéré sur l'hélice. Expérimentalement on vérifie ces conditions pour $3/4 < C/\lambda < 4/3$.

Valeurs optimales : $C/\lambda = 1$; $S = \lambda/4$ et $\alpha = 14^\circ$

* Fonction caractéristique:

Le champ à grande distance est identique à celui créé par un alignement de n spires, chacune de longueur égale à λ , séparée par la distance S et déphasées de βS .

-La fonction caractéristique d'une spire de circonférence $\cong \lambda$ est $F_s(\theta) = \cos\theta$.

-L'alignement de n spires présente une fonction caractéristique de la forme :

$$F_a(\theta) = \frac{\sin(n\psi/2)}{\sin(\psi/2)} ; \psi = \beta s \cos\theta + 2\pi\delta \quad (\text{II.53})$$

$2\pi\delta$: représente le déphasage entre deux sources consécutives .

$2\pi\delta = -\beta L/p$; $p = v/C$ correspond à la vitesse de phase relative de l'onde se propageant le long de l'hélice.

Rayonnement longitudinal : $\theta_0 = 0 \Rightarrow \psi = -2\pi m$

ce qui donne :

$$L/p = S + m\lambda \quad (\text{II.54})$$

Or $p \leq 1$, donc il existe un nombre limité de valeurs de m .

$m = 0 \Rightarrow L/p = S \Rightarrow L \leq S$ Or on a montré que $L \geq S$, la seule possibilité est que $L = S \Rightarrow D = 0$, on se retrouve alors dans le cas de n sources alignées et reliées par un fil avec un rayonnement non axial.

$m = 1 \rightarrow L/P = S + \lambda$ cas limite $P = 1 \rightarrow L = S + \lambda$

Alors les caractéristiques de l'hélice s'écrivent :

$$D_M = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{2S + \lambda}{\lambda}}$$

$$C_M = \lambda \sqrt{\frac{2S + \lambda}{\lambda}}$$

(II.55)

$m > 1$. On obtient des valeurs de D et C qui correspondent à d'autres modes de rayonnement axial.

Pratiquement, on prend toujours m inférieur à l'unité, ce qui donnera des valeurs de D et C inférieures à D_M et C_M correspondant au fonctionnement en mode axial.

La fonction caractéristique s'écrira alors :

$$F(\theta) = \cos\theta \frac{\sin(n\psi/2)}{\sin(\psi/2)} \sin(\pi/2n)$$

(II.56)

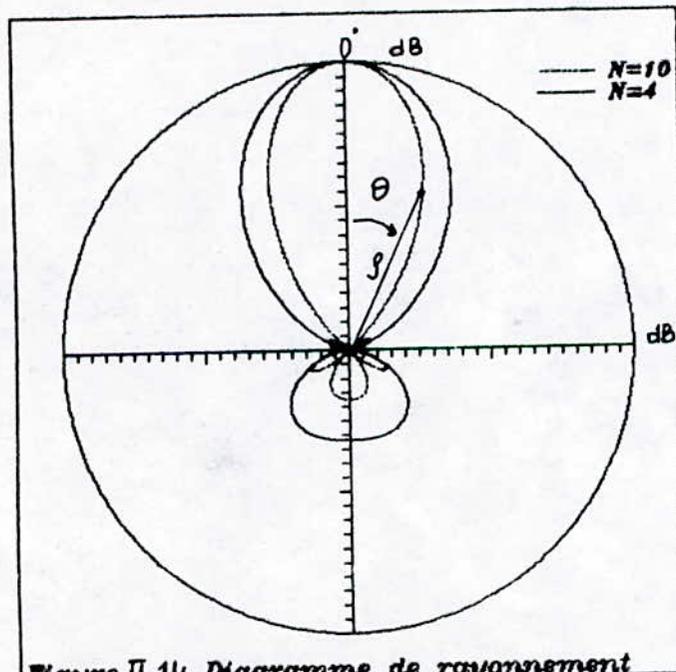


Figure II.14 Diagramme de rayonnement d'une antenne hélice pour $S/\lambda = 0.15$

Cependant les diagrammes théoriques, tracés à partir de cette formule, sont moins directifs par rapport à ceux qui sont obtenus pratiquement ; en effet la condition de phase précédente $\psi = -2\pi m$ correspond à un alignement ponctuel, pour corriger

$$\begin{aligned} \psi &= -(2\pi m + \pi/n) & \text{soit } m &= 1 \\ \psi &= -(2\pi + \pi/n) = \beta S - L/P \end{aligned} \quad (11.57)$$

A une constante multiplicative près, le maximum admet la valeur $1/\sin(\pi/2n)$

A la suite de nombreuses mesures expérimentales J.D KRAUS proposa, dans le cas d'un rayonnement axial ($3/4\lambda < C < 4/3\lambda$) pour des antennes ayant un angle de pointage α tel que $12^\circ < \alpha < 15^\circ$ et dont le nombre de tours n est supérieur à 3, les formules empiriques suivantes :

-Largeur du lobe principal à -3 dB:

$$2\theta_0 = \frac{52^\circ}{\frac{c}{\lambda} \sqrt{\frac{nS}{\lambda}}} \quad (11.58)$$

-Largeur totale du lobe principal entre les deux premiers zeros

$$2\theta_0 = \frac{115^\circ}{\frac{c}{\lambda} \sqrt{\frac{nS}{\lambda}}} \quad (11.59)$$

De même, il établit une formule approchée pour le gain en puissance par rapport à la source isotropique.

$$G_p = 15 \left(\frac{C}{\lambda}\right)^2 \frac{nS}{\lambda} \quad (11.60)$$

-le rapport axial:

$$R_a = \frac{2n + 1}{n} \quad (11.61)$$

5-3-Impédance d'entrée des antennes hélices:

-En mode axial : Pour $3/4\lambda < C < 4/3\lambda$, $n = 3$ et $12^\circ < \alpha < 15^\circ$, on peut utiliser la formule empirique dans une gamme de fréquence $F_0 < F < 1.78 F_0$.

$$R_e = 140 C/\lambda \quad (11.62)$$

L'impédance d'entrée est sensiblement pure, sa valeur varie entre 100 et 200 Ω

-En mode normal: $C < (3/4)\lambda$, l'impédance varie énormément avec la fréquence.

5-4-Programme d'analyse :

A partir des relations (11.58) à (11.62) nous avons élaboré un programme donnant les caractéristiques de rayonnement d'une antenne hélice

Paramètres d'entrée :

- * fréquence de travail,
- * dimensions de l'hélice (nombre de spires, pas, diamètre).

APPLICATION :

ANALYSE DE L'ANTENNE HELICE

INTRODUCTION DES DONNEES :

La fréquence en (MHz)..... $f = 300$
Le diamètre des en (m)..... $d = .5$
Le nombre de spires..... $N = 5$
Le pas (espace entre 2 spires consécutives) en (m)... $s = .15$

CARACTERISTIQUES GEOMETRIQUES DE L'ANTENNE

Le diamètre optimal $DM = 0.36$ m
La circonférence optimale $CM = 1.14$ m

CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT

L'angle d'ouverture à (-3dB) $\alpha = 38.23$ Deg
La largeur totale du lobe principal $LT = 84.54$ Deg
Le gain en puissance $G = 14.47$ dB
La résistance d'entrée $Rin = 219.91$ Ohms

II-6-ANTENNE YAGI-UDA : [2]

C'est une antenne à ondes de surface, elle appartient à la famille des antennes à rayonnement longitudinal. Elle consiste en un nombre de dipôles linéaires, sa structure de base comprend trois éléments : (Fig II.15)

- un réflecteur,
- un élément d'excitation,
- un directeur.

Le brin réflecteur a pour rôle de réfléchir l'énergie rayonnée par le dipôle d'excitation; la distance brin réflecteur-dipôle est calculée de telle sorte que l'énergie réfléchie se trouve en phase avec l'énergie incidente du dipôle.

Le brin directeur, induit par l'énergie rayonnée, rayonne également et a pour rôle de concentrer et de diriger l'énergie au mieux, suivant l'axe longitudinal de l'antenne.

Le domaine d'utilisation : HF (3 - 30 Mhz), VHF (30 - 300 Mhz) et UHF (300 - 3000 Mhz).

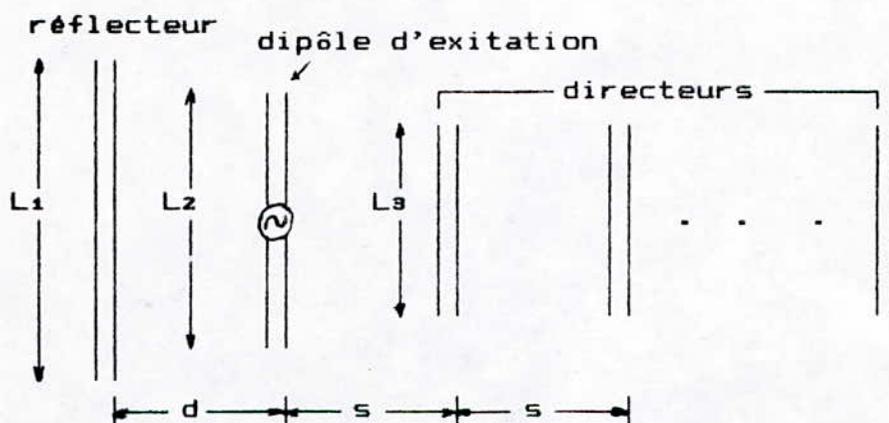


Figure II.15 : Géométrie d'une antenne Yagi

6-1- Caractéristique de rayonnement:

Pour une antenne Yagi de N directeurs le nombre total de dipôle est égal à $N+2$.

L'application de la méthode des moments nous permettra de calculer l'impédance d'entrée de l'antenne en prenant comme fonction de base :

$$I(z) = \frac{\sin k(L/2 - |z|)}{\sin kL/2} \quad (\text{II.63})$$

Le champ électrique créé par un dipôle en un point $M(x, y, z)$ est donné par [2]:

$$E_z = \frac{30j}{\sin(L/2)} \left[\frac{e^{-jkR_{-1}}}{R_{-1}} - 2 \cos(kL/2) \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} + \frac{e^{-jkR_{+1}}}{R_{+1}} \right]$$

$$\text{où } R_{-1} = \sqrt{\rho^2 + (z + L/2)^2} \quad (\text{II.64})$$

$$R_0 = \sqrt{\rho^2 + z^2} \quad \text{et } \rho^2 = x^2 + y^2$$

$$R_{+1} = \sqrt{\rho^2 + (z - L/2)^2}$$

La matrice impédance obtenue par la méthode des moments est une matrice symétrique, ainsi lors de la programmation nous déterminerons seulement son bloc supérieur.

L'impédance mutuelle entre deux dipôles de rang respectif m et n distants de $\rho = a$ (fig II.12) donnée par : [2]

$$Z_{mn} = -2 \int_0^{\Delta z_m} \frac{\sin k(\Delta z_m - z)}{\sin k\Delta z_m} E_z(z) dz \quad (\text{II.65})$$

Après intégration, on aboutit à :

$$Z_{mn} = \frac{-10j \Delta z_m}{\sin(k\Delta z_m) \sin(k\Delta z_n)} \left[4 \sin \frac{k\Delta z_m}{2} F + \sin k\Delta z_m G \right] \quad (\text{II.66})$$

$$\text{où } F = \frac{e^{-jkR_{-1,2}}}{R_{-1,2}} - 2 \cos \left[k \Delta z_n \frac{e^{-jkR_{0,2}}}{R_{0,2}} \right] + \frac{e^{-jkR_{1,2}}}{R_{1,2}}$$

$$G = \frac{e^{-jkR_{-1,3}}}{R_{-1,3}} - 2 \cos \left[k \Delta z_n \frac{e^{-jkR_{0,3}}}{R_{0,3}} \right] + \frac{e^{-jkR_{1,3}}}{R_{1,3}}$$

$$\text{et } R_{-1,2} = \sqrt{a^2 + (\Delta z_n - \Delta z_m/2)^2}$$

$$R_{1,2} = \sqrt{a^2 + (\Delta z_n + \Delta z_m/2)^2}$$

$$R_{0,2} = \sqrt{a^2 + (\Delta z_m/2)^2}$$

$$R_{-1,3} = R_{-1,3} = \sqrt{a^2 + (\Delta z_n)^2}$$

$$R_{0,3} = a$$

Les éléments de la diagonale Z_{nn} , représentant les impédances propres s'écrivent : [2]

$$Z_{ii} = \frac{15}{\sin^2 kl/2} \sum_{m=-2}^2 \sum_{n=-1}^1 A(n+3) e^{-jkmd} E(kB) \quad (II.67)$$

où :

$$B = \sqrt{r^2 + (ml/2)^2} - mnl/2$$

$$k = 2\pi/\lambda$$

et

$$A(1) = A(5) = 1$$

$$A(2) = A(4) = -4\cos(kl/2)$$

$$A(3) = 2 + 4\cos^2(kl/2)$$

$$E(kB) = Ci(x) - jSi(x) \text{ intégrales de FRESNEL [A3]}$$

$$r = \text{rayon de dipôle}$$

L'expression du gain est donnée par : [2]

$$G(\theta=90, \phi) = \frac{1}{30Pt} \left| \sum_{n=1}^{N+1} I_n F_n e^{-jk x_n \cos(\phi)} \right|^2 \quad (II.68)$$

où :

P_t : puissance totale à l'entrée

I_n : courant complexe du mode n

x_n : coordonnée du $i^{\text{ème}}$ mode

F_n : champ rayonné par $n^{\text{ème}}$ dipôle

$$F_n = 60 \frac{(1 - \cos(k\Delta z_n))}{\sin(k\Delta z_n)} \quad (II.69)$$

II-7-RESEAUX LINEAIRES D'ANTENNES:

Un réseau est un groupement d'antennes identiques dont la distribution du courant ne diffère que d'un facteur multiplicatif complexe (amplitude-phase).

On distingue les réseaux uniformes (espacement constant ou amplitude constante ou phase constante) et les réseaux pondérés ou espacement variable.

Dans un grand nombre d'applications il est souhaitable d'avoir un lobe principal étroit tout en maintenant le niveau des lobes secondaires assez bas par rapport au lobe principal, on est amené à chercher un compromis entre le niveau des lobes secondaires et la largeur du faisceau (directivité). Dans cette optique nous allons étudier les deux méthodes les plus importantes de synthèse de ce type de diagramme :

- méthode de DOLF-TSCHEBYSCHOFF
- méthode de TAYLOR .

7-1-METHODE DE DOLF-TSCHEBICHEFF : [1], [2]

C'est une méthode pratique émanant d'un compromis entre les distributions uniformes (directivité élevée) et binomiale (absence des lobes secondaires). Les coefficients d'excitation sont déterminés à partir du polynôme de TSCHEBICHEFF.

Sachant que le facteur de réseau est donné par :

$$F_n = \sum_{n=1}^M a_n \cos [(2n-1)u] \quad n \text{ pair} \quad (II.70)$$
$$F_n = \sum_{n=1}^{M+1} a_n \cos [2(n-1)u] \quad n \text{ impair}$$

Avec : $u = (\pi d/\lambda) \cos \theta$

On remarque que le facteur de réseau, pour un nombre pair ou impair d'éléments avec une excitation symétrique en amplitude, n'est que la somme de M ou M+1 termes en cosinus, ainsi :

$$\begin{aligned} m = 0 & \quad \cos(mu) = 1 \\ m = 1 & \quad \cos(mu) = \cos u \\ m = 2 & \quad \cos(mu) = 2 \cos^2 u - 1 \\ m = 3 & \quad \cos(mu) = 4 \cos^3 u - 3 \cos u \end{aligned}$$

Ces relations sont obtenues en utilisant la formule d'EULER $[e^{ju}]^m = (\cos u + j \sin u)^m = \cos mu + j \sin mu$ et l'identité trigonométrique $\sin^2 u = 1 - \cos^2 u$

posons $Z = \cos u$, alors :

$$m = 0 \quad \cos(mu) = 1 = T_0(Z)$$

$$m = 1 \quad \cos(mu) = \cos u = T_1(Z)$$

$$m = 2 \quad \cos(mu) = 2 \cos^2 u - 1 = T_2(Z)$$

$$m = 3 \quad \cos(mu) = 4 \cos^3 u - 3 \cos u = T_3(Z)$$

L'identification entre les fonctions et les polynomes de Tschebycheff est valable seulement pour $-1 \leq Z \leq 1$.

Pour $|Z| > 1$ les polynomes de Tschebycheff sont identifiés aux fonctions hyperboliques.

Construisons un réseau de N éléments tels que :

-R est le rapport du lobe principal sur le premier lobe secondaire.

-d l'espacement entre deux éléments consécutifs.

$-\lambda$ longueur d'onde.

Le facteur d'échelle, permettant d'avoir $Z \in [-1, 1]$, est donné par : [1]

$$Z_0 = 0.5 \left\{ \left[R + \sqrt{R^2 - 1} \right]^{1/N-1} + \left[R - \sqrt{R^2 - 1} \right]^{1/N-1} \right\} \quad (II.71)$$

Avec : $R = T_{n-1}(Z_0) = \cos[(n-1)u] = \cos[(n-1) \arccos(Z_0)]$

$$Z_0 = \text{ch} [\text{ch}^{-1}(R / (n-1))] \quad (II.71a)$$

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer les coefficients de Tschebycheff, pour notre part nous avons utilisé les résultats de la méthode numérique de BARRIERE présentant une grande facilité pour la programmation. Les coefficients sont alors donnés par : [1]

PROGRAMME D'ANALYSE

A partir des relations (II.72), (II.73) et (II.74), nous avons élaboré un programme permettant de calculer la distribution de courant réseau ainsi que sa directivité et son angle d'ouverture. Pour comparer les résultats obtenus, nous avons pris un exemple de réseau qui a été traité par une autre procédure de calcul des coefficients du polynôme de Tscheycheff [12].

$$\theta_0 = 105.5 / D_r \quad (II.74)$$

L'angle d'ouverture à -3 dB s'écrit comme suit :

secondaires.

n'augmente pas nécessairement avec la diminution des lobes nombre d'élément du réseau d'une part et d'autre part elle Nous constatons que la directivité est proportionnelle au

$$f = 1 + 0.636 \left\{ (2/R_0) \operatorname{ch} \left[\operatorname{ch}^{-1}(R_0) \right]^2 - \pi^2 \right\}^{1/2}$$

où :

$$D_r = \frac{2 R_0^2}{1 + (R_0^2 - 1) f \frac{L + D}{\lambda}} \quad (II.73)$$

alors : [1]

DB et -60 dB, la directivité et l'angle d'ouverture s'écrit nombre important d'éléments et un rapport R_0 compris entre -20 Pour un réseau de Tscheycheff large, présentant donc un

DIRECTIVITE ET ANGLE D'OUVERTURE :

$$a_n = \left[\sum_{m=1}^b (-1)^{m-q} (Z_0)^{2q-1} \frac{(q+n-1)!(q-n)!}{(q+m-2)!(2M-1)!} \right]_{m=1}^b \quad \text{pour } 2M \text{ él}^s$$

$$\left[\sum_{m=1}^b (-1)^{m-q+1} (Z_0)^{2(q-1)} \frac{(q+n-1)!(q+n-1)!(w-q+1)!}{(q+m-2)!(2M)!} \right]_{m=1}^b \quad \text{pour } 2M+1 \text{ él}^s$$

(II.72)

APPLICATION :

RESEAU TCHERBYCHEFF :

INTRODUCTION DES DONNEES :

le nombre d'éléments du réseau $M = 10$

L'espacement entre les éléments $M(1)$ et $M(1+1)$ en (LO) $D=5$

Le rapport R (dB) = 26

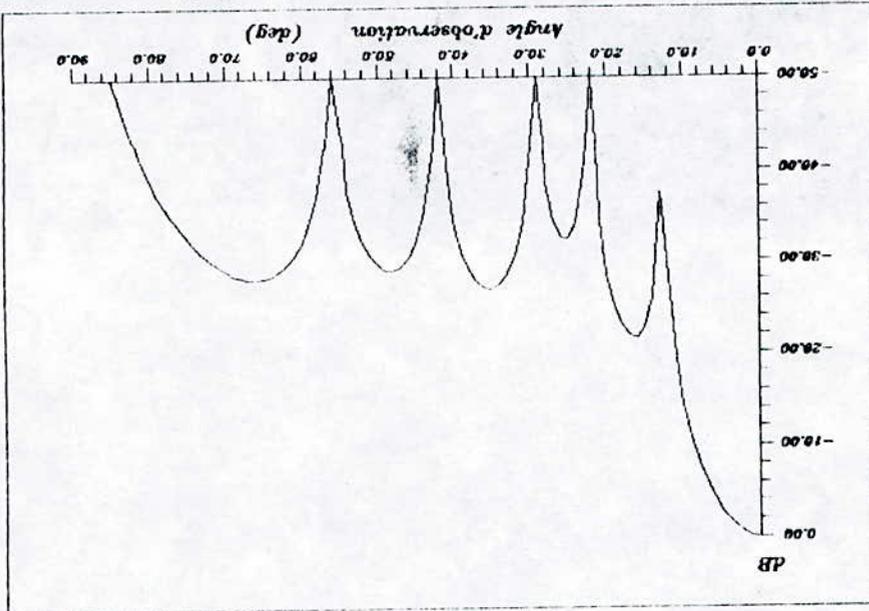
RESULTATS DE L'ANALYSE

ELEMENT	COEFF(ABS)	COEFF(DB)
1	0.36	-8.85
2	0.49	-6.21
3	0.71	-2.97
4	0.90	-0.96
5	1.00	0.00
6	1.00	0.00
7	0.90	-0.96
8	0.71	-2.97
9	0.49	-6.21
10	0.36	-8.85

CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT

LA DIRECTIVITE: $DO = 9.63$ dB

L'ANGLE D'OUVERTURE Δ (-3dB): $BW = 11.05$ DEG



7-2-METHODE DE TAYLOR :

La méthode de TAYLOR est utilisée pour la synthèse des réseaux à niveau de lobe secondaire réduit, elle diffère de celle de TSCHEBYCHEFF du fait que la relation entre l'angle d'ouverture et le niveau du lobe secondaire n'est pas optimum. Elle est basée sur l'échantillonnage d'une source linéaire de TAYLOR [4] en convertissant la distribution continue de la ligne en un réseau discret.

Construisons un réseau de $N+1$ éléments (séparés d'une distance d) modélisé par une ligne de longueur $L = (N+1)d$. La distribution de courant le long de la ligne est donnée par :

$$I(z) = \frac{1}{L} \left\{ 1 + 2 \sum_{p=1}^{n-1} F(p, A, n) \cos(2\pi pz/L) \right\} \quad (II.75)$$

où :

$$F(p, A, n) = \begin{cases} \frac{|(n-1)!|^2}{(n-1+p)! (n-1-p)!} \prod_{m=1}^{n-1} \left[1 - \left(\frac{p}{u_m} \right)^2 \right] & \text{si } |p| < n \\ 0 & \text{si } |p| \geq n \end{cases}$$

et

$$u_m = \begin{cases} \pm \sqrt{A^2 + \left\{ m - \frac{1}{2} \right\}^2} & 1 \leq m < n \\ \pm m & n \leq m < \infty \end{cases}$$

$$\alpha = \frac{n}{\sqrt{A^2 + \left\{ m - \frac{1}{2} \right\}^2}}$$

$$A = \frac{1}{\pi} \text{ch}^{-1}(R)$$

$$R = 10^{R_{dB}/20}$$

Le paramètre n contrôle le niveau du lobe secondaire désiré, des valeurs entières (entre 2 et 6) sont généralement utilisées pour des cas pratiques; um représente les zéros du diagramme de Taylor.

Dans ces conditions les coefficients du réseau sont alors :

$$I_n = I(z_n) \quad (II.76)$$

où

$$z_n = -\left[\frac{N}{2} + 1 \right]d + nd \quad n = 1, 2, 3, \dots, N+1$$

Ces coefficients seront normalisés à l'unité au centre du réseau.

L'angle d'ouverture à $-3dB$ est donné par :

$$\theta_0 = 2 \sin^{-1} \left\{ \frac{\lambda \alpha}{\pi L} \sqrt{(\operatorname{ch}^{-1} R)^2 - (\operatorname{ch}^{-1} r / 1.414)^2} \right\} \quad (II.77)$$

Ainsi que la directivité :

$$D = \frac{101.5^\circ}{\theta_0} \quad (II.78)$$

PROGRAMME D'ANALYSE :

En se basant sur les relations (II.76), (II.77) et (II.78) nous avons conçu un programme ayant la même structure que celui de Tschebycheff.

APPLICATION :

Données identiques à celles de Tchebycheff

RESULTATS DE L'ANALYSE

ELEMENT	COEFF (ABS)	COEFF (dB)
1	0.38	-8.43
2	0.50	-6.08
3	0.71	-2.92
4	0.90	-0.95
5	1.00	0.00
6	1.00	0.00
7	0.90	-0.95
8	0.71	-2.92
9	0.50	-6.08
10	0.38	-8.43

CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT

LA DIRECTIVITE:

$D_0 = 9.18$ dB

L'ANGLE D'OUVERTURE A (-3dB): $BW = 12.27$ DEG

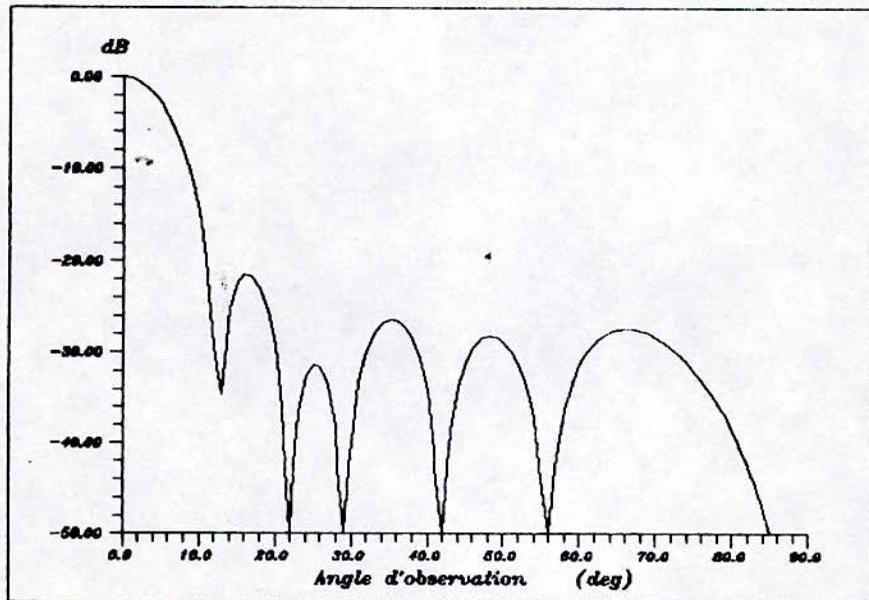


Figure II.17 Diagramme de rayonnement d'un réseau de TAYLOR
 $N = 10$ $d/\lambda = 0.5$ $R = 26$ dB

7-3-CONCLUSION :

En conclusion on affirme qu'a un même niveau des lobes secondaires le diagramme de TSCHEBYCHEFF est plus directif que celui de TAYLOR; cependant sur le plan pratique le diagramme de TAYLOR est plus facile à réaliser .

CHAPITRE III

OUVERTURES RAYONNANTES

CHAPITRE III :

OUVERTURES RAYONNANTES

Il existe plusieurs types d'antennes qui peuvent être analysés en les considérant comme des ouvertures rayonnantes, ainsi les caractéristiques de rayonnement sont calculées aisément si on connaît la distribution du champ sur l'ouverture considérée .

Dans ce chapitre, en se basant sur la théorie des ouvertures [annexe 1], on donnera toutes les caractéristiques de rayonnement des fentes à géométrie simple (linéaire, circulaire, rectangulaire).

III-1-SOURCE LINEAIRE :

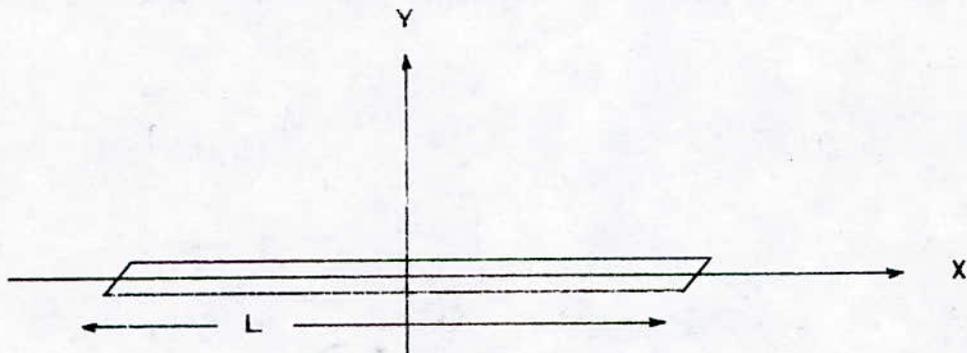


Figure III.1

Considérons une source linéaire de longueur L (fig III.1), ses caractéristiques de rayonnement pour différentes distributions du champ sont:

1-1-DISTRIBUITION UNIFORME :

$$E(x) = 1 \quad \text{pour } |x| < L/2, y = 0$$
$$\theta_0 = 50.7 \lambda/L \text{ deg}$$
$$\text{NSP} = -13.3 \text{ dB}$$
$$D = 2L/\lambda$$

1-2-DISTRIBUITION COSINE :

$$E(x) = \cos(\pi x/L) \quad \text{pour } |x| < L/2, y = 0$$
$$\theta_0 = 68.2 \lambda/L \text{ deg}$$
$$\text{NSP} = -23.0 \text{ dB}$$
$$D = 1.62 L/\lambda$$

1-3-DISTRIBUITION TRIANGULAIRE :

$$E(x) = 1-2|x|/L \quad \text{pour } |x| < L/2, y = 0$$
$$\theta_0 = 73.3 \lambda/L \text{ deg}$$
$$\text{NSP} = -26.6 \text{ dB}$$
$$D = -1.5 \lambda/L$$

1-4-DISTRIBUITION COSINE-CARRE :

$$E(x) = \cos^2(\pi x/L) \quad \text{pour } |x| < L/2$$
$$\theta_0 = 82.5 \lambda/L \text{ deg}$$
$$\text{NSP} = -31.7 \text{ db}$$
$$D = 1.33 L/\lambda$$

III-2-OUVERTURE RECTANGULAIRE :

La géométrie d'une ouverture rectangulaire est présentée sur la figure III.2

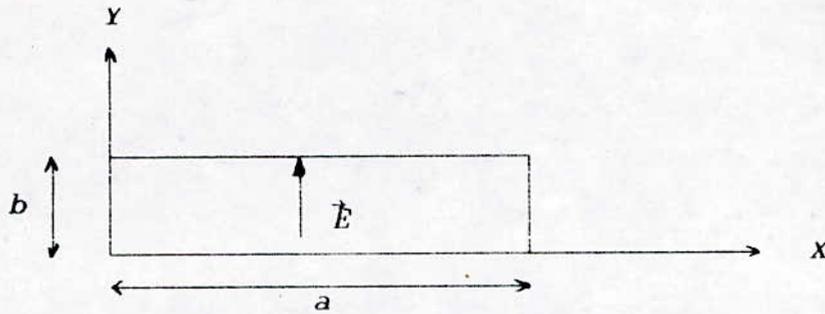


Figure 111.2

Les dimensions de l'ouverture suivant les plan E et H sont respectivement b et a (fig 111.2). Le champ rayonné est polarisé linéairement. Les caractéristiques électriques sont déterminées pour différentes distributions du champ.

2-1-DISTRIBUTION UNIFORME SUR E ET H :

$$E(x) = 1 \quad \text{pour } 0 < x < a, \quad 0 < y < b$$

$$\Theta_E = 50.6 \lambda/b \text{ deg}$$

$$\Theta_H = 50.6 \lambda/a \text{ deg}$$

$$NSPE = NSPH = -13.3 \text{ dB}$$

$$D = 4\pi ab/\lambda^2$$

2-2-UNIFORME SUR LE PLAN E ET COSINE SUR H (MODE TE₁₀) :

$$E(x,y) = \sin(\pi x/a) \quad \text{pour } 0 < x < a, \quad 0 < y < b$$

$$\Theta_E = 50.6 \lambda/L \text{ deg}$$

$$\Theta_H = 68.8 \lambda/a \text{ deg}$$

$$NSPE = -13.3 \text{ dB}$$

$$NSPH = -23.0 \text{ dB}$$

$$D = 4\pi 0.81 ab/\lambda^2$$

2-3-DISTRIBUTION COSINE SUIVANT LES PLANS E ET H :

$$E(x,y) = \sin(\pi x/a) \sin(\pi y/b) \quad \text{pour } 0 < x < a$$

$$0 < y < b$$

$$\Theta_E = 68.8 \lambda/b \text{ deg}$$

$$\Theta_H = 68.8 \lambda/a \text{ deg}$$

V-3-OUVERTURE CIRCULAIRE :

Considerons une ouverture circulaire de rayon a (fig III.3), pour deux distributions du champ, les caractéristiques sont données par :

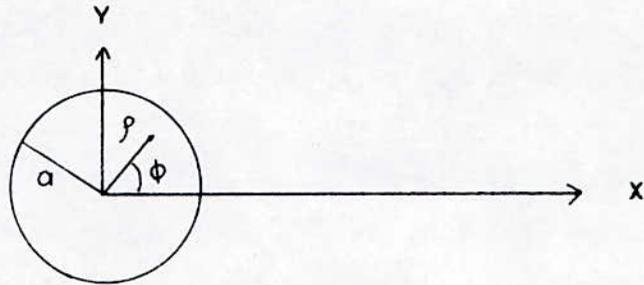


Figure III.3

3-1-DISTRIBUTION UNIFORME :

$$\begin{aligned} E(\rho, \phi) &= y && \text{pour } \rho < a \\ \theta_E &= \theta_H = 29.2 \lambda/a \text{ deg} \\ \text{NSP}_E &= \text{NSP}_H = -17.6 \text{ dB} \\ D &= (2a\pi/\lambda)^2 \end{aligned}$$

3-2-MODE TE₁₁ :

$$\begin{aligned} \rightarrow E_\rho(\rho, \phi) &= J_1(P'_{11}\rho, a) \sin(\phi) && \rho < a \\ E_\phi(\rho, \phi) &= J_1(P'_{11}\rho, a) \cos(\phi) && \rho < a \end{aligned}$$

où $P'_{11} = 1.841$ et J_1 fonction de Bessel.

$$\begin{aligned} \theta_E &= 29.2 \lambda/a \text{ deg} \\ \theta_H &= 37.0 \lambda/a \text{ deg} \\ \text{NSP}_E &= -17.6 \text{ dB} \\ \text{NSP}_H &= -26.2 \text{ dB} \\ D &= 10.5 \pi (a/\lambda)^2 \end{aligned}$$

PROGRAMME D'ANALYSE :

A partir de la théorie des ouvertures [annexe 2] et les relations ci-dessus, nous avons élaborer un programme donnant les caractéristiques des ouvertures rayonnantes les plus courantes.

APPLICATION :

TYPE D'OUVERTURE
1-SOURCE LINEAIRE 2-OUVERTURE RECTANGULAIRE 3-OUVERTURE CIRCULAIRE 4-RETOUR AU MENU PRECEDENT
CHOISIR LE TYPE D'OUVERTURE.....

1-UNIFORME SUIVANT LES PLANS E ET H
2-UNIFORME SUIVANT LE PLAN E ET COSINE SUR LE PLAN H (MODE TE 10)
3-COSINE SUR LES PLANS E ET H
CHOISIR LA NATURE DU CHAMP.....1

INTRODUIRE LA FREQUENCE EN (MHz) 300
DONNER LA DIMENSION DE L'OUVERTURE SUR LE PLAN E.....4
DONNER LA DIMENSION DE L'OUVERTURE SUR LE PLAN H.....2.5
L'ANGLE D'OUVERTURE SUR LE PLAN E =.....12.6500Deg
L'ANGLE D'OUVERTURE SUIVANT LE PLAN H=.....20.2400Deg
LE LOBE SECONDAIRE EST A-13.3000DegSUR LE PLAN E
ET -13.3000DegSUR LE PLAN H
LA DIRECTIVITE D0=20.9924dB

CHAPITRE IV

ANTENNES IMPRIMEES

CHAPITRE IV

ANTENNES IMPRIMEES

IV-1-GENERALITES

Les antennes imprimées : très proches des surfaces où elles sont plantées (fig IV.1), sont apparues dès les années 50. Toutefois c'est grâce au développement de la technologie des circuits imprimés micro-ondes qu'elles ont trouvé des applications dans plusieurs domaines : les télécommunications, les mesures de vitesses de véhicules, les barrières électromagnétiques etc... .

La conception de toute antenne imprimée exige de prendre en compte :

- a- la bande passante (dans la majeure partie des cas limitée à quelques pourcents de la fréquence centrale) ;
- b- le gain (limité par les pertes du dispositif d'alimentation et les ondes de surfaces) ;
- c- les contraintes de rayonnement (niveau de lobes secondaires, ouverture des diagrammes) ;
- d- le coût et le choix d'une technologie.

En fait de nombreux systèmes restent peu exigeants au niveau des points a) et b) alors que les points c) et d) sont souvent des points clés; ceci conduit donc à choisir des antennes à géométrie simple (rectangulaire, carrée, circulaire) et à des distributions faciles à mettre en oeuvre

Plusieurs méthodes d'analyse des antennes résonantes rectangulaires existent : la méthode des éléments finis , la méthode de l'ouverture rayonnante , la méthode de la cavité

résonante et la méthode de la ligne de transmission .Toutes ces méthodes sont largement détaillées dans la littérature.

Pour notre part nous avons utilisé les deux dernières méthodes dont l'objet est de déterminer les caractéristiques électriques de l'antenne (impédance d'entrée, fréquence de résonance, bande passante) pour pouvoir comparer les résultats obtenus.

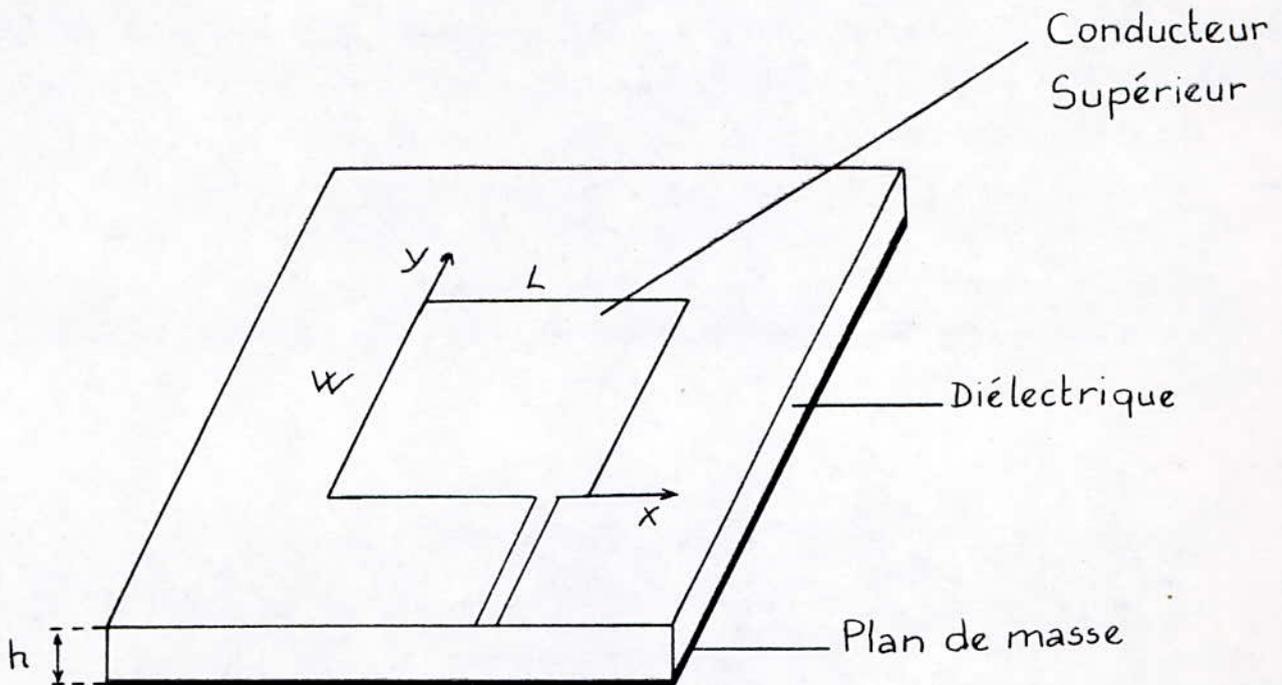


figure IV.1 : Géométrie d'une antenne imprimée

IV-2-METHODE DE LA LIGNE DE TRANSMISSION : [4]

2-1-CHAMP RAYONNE :

Le principal avantage de cette méthode réside dans la simplicité des calculs. Par contre elle ne peut être appliquée qu'à des structures rectangulaires ou carrés. Une interprétation raisonnable du mécanisme de rayonnement est donnée par des expressions simples. L'élément rayonnant microruban peut être traité comme une ligne résonnante sans variation du champ transverse.

La décomposition de la distribution du champ suivant les axes X et Y (fig IV.2) montre que sa composante suivant Oy est nulle, puisque les contributions de E suivant Oy sont en opposition de phase.

Le mode choisi pour les antennes plaquées est le mode quasi TEM ($E_z=H_z=0$).

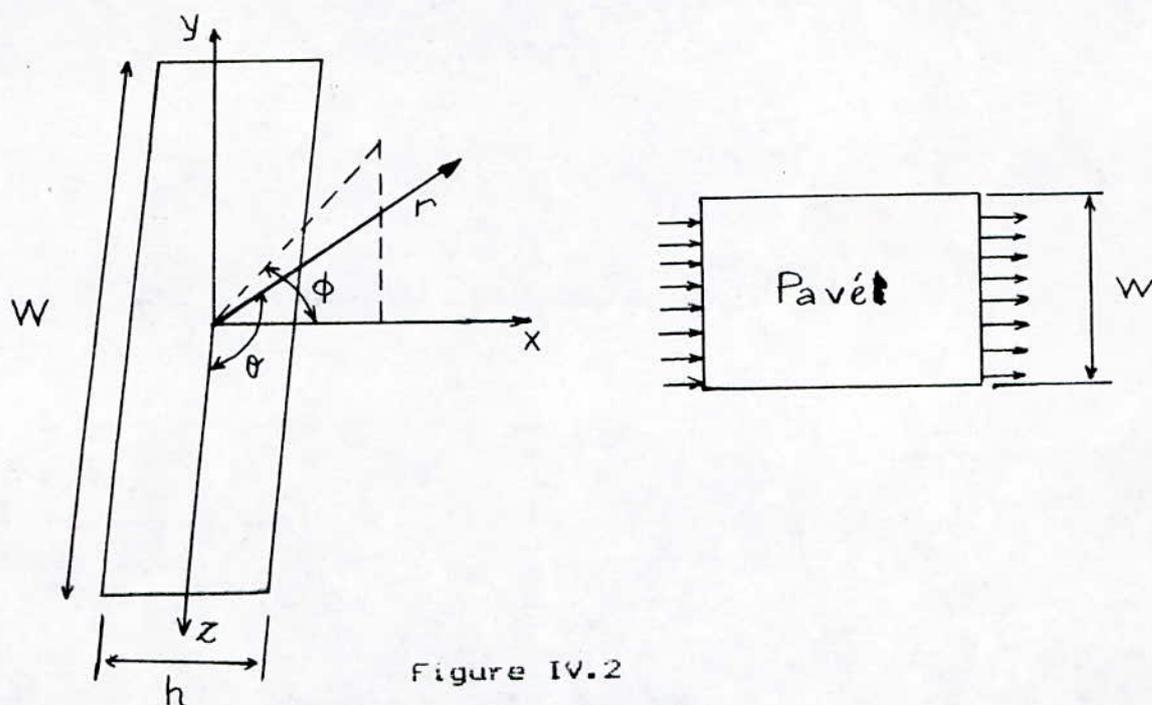


Figure IV.2

La distribution du champ est telle que :

$$E_a = \begin{cases} E_{ox} & -h/2 \leq z' \leq h/2 ; -w/2 \leq z'' \leq w/2 \\ 0 & \text{Ailleurs} \end{cases} \quad (IV.1)$$

L'antenne microruban est considérée comme deux ouvertures rectangulaires séparées d'une longueur l, donc tout revient à calculer le champ rayonné par une seule ouverture puis utiliser les résultats des réseaux pour la détermination du champ total.

D'après la théorie des ouvertures [Annexe 1] le champ s'écrit :

$$\vec{E}_1(M) = j \frac{k}{2\pi} \psi(\vec{r}) \iint_S (\vec{y} \times E_0 \vec{x}) \times \vec{r} e^{jkr} d\vec{s} \quad (IV.2)$$

Le résultat de l'intégration nous donne :

$$\vec{E}_1(M) = \begin{cases} E_{1\phi}(M) = j \frac{k}{2\pi} w V_0 \psi(\vec{r}) \left[\sin\theta \frac{\sin X}{X} \cdot \frac{\sin Z}{Z} \right] \\ E_{1r} = E_{1\theta} = 0 \end{cases} \quad (IV.3)$$

$$\vec{H}_1(M) = \begin{cases} H_{1\theta}(M) = E_{1\phi}(M) / Z_0 \\ H_{1r}(M) = H_{1\phi}(M) = 0 \end{cases} \quad (IV.4)$$

Où $X = (kh/2) \cos\theta \cos\phi$

$Z = (kw/2) \cos\theta$

$$\psi(\vec{r}) = \frac{e^{jkr}}{r}$$

Pour trouver le champ total E_T il faut multiplier par le facteur de réseau F (réseau constitué de deux ouvertures)

$$F(\theta, \phi) = 2 e^{j\psi/2} \cos(\psi/2) \quad \text{avec} \quad \psi = kl \sin\theta \sin\phi \quad (IV.5)$$

Donc :

$$E_{T\phi}(M) = -j \frac{k}{\pi} w V_0 e^{j\psi/2} \psi(r) \cos\psi/2 \left[\sin\theta \frac{\sin X}{X} \cdot \frac{\sin Z}{Z} \right] \quad (IV.6)$$

2-2-FONCTION CARACTERISTIQUE :

Sachant que: $|E_{T\phi}(M)| = \frac{2}{\lambda r} w V_0 |f(\theta, \phi)|$

La fonction caractéristique est donnée par :

$$f(\theta, \phi) = \sin\theta \frac{\sin(kh \cos\phi \sin\theta/2)}{kh \cos\phi \sin\theta/2} \frac{\sin(kw \cos\theta/2)}{kw \cos\theta/2} \cos \left[kh \sin\theta \sin\phi/2 \right]$$

(IV.7)

Dans les principaux plans E et H les expressions du champ se réduisent à :

* plan E ($\phi = 0$) :

$$f(\theta) = \frac{\sin(kh \cos \theta / 2)}{kh \cos \theta / 2} \cos \left[kh \sin \theta / 2 \right] \quad (\text{IV.8})$$

* plan H ($\phi = \pi/2$) :

$$f(\theta) = \sin \theta \frac{\sin(kw \cos \theta / 2)}{kw \cos \theta / 2} \cos \left[kh \sin \theta / 2 \right] \quad (\text{IV.9})$$

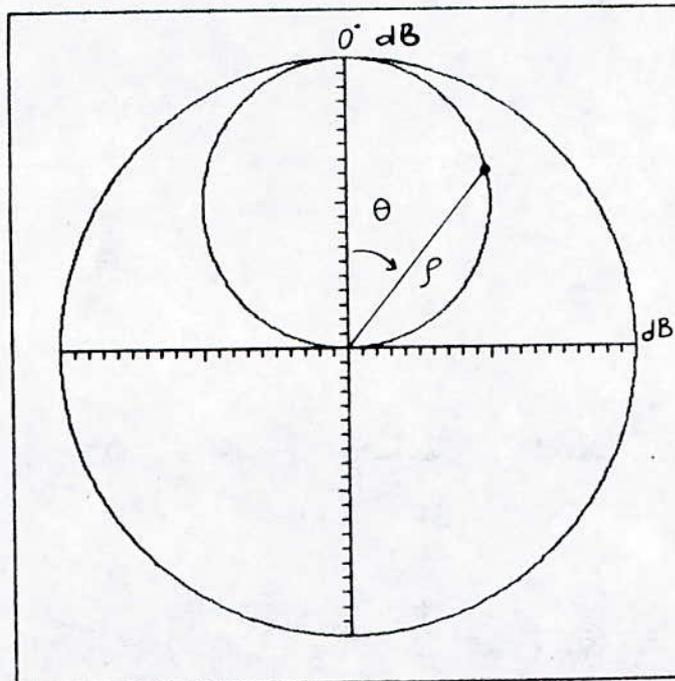


Figure IV.3 Diagramme de rayonnement d'un patch dans le plan H ($l=0.85$ cm $w=1.06$ cm)

Le diagramme de rayonnement d'une antenne microruban (Fig IV-3) est proche de celui d'une antenne isotrope.

2-3-PUISSANCE RAYONNEE :

On prend le cas où $h \ll \lambda \Rightarrow \sin x/x = 1$
sur le plan H on a :

$$f(\theta) = \sin\theta \frac{\sin(a \cos\theta/2)}{a \cos\theta/2} \quad a = \pi w/\lambda$$

Intensité de rayonnement:

$$U(M) = \frac{|E_p(M)|^2}{2Z_0} r^2 = \frac{V_0}{240\pi} \left(\frac{w}{\lambda} \right) \frac{\sin^2(a \cos\theta)}{(a \cos\theta)^2} \sin^2\theta$$

La puissance de rayonnement

$$P_r = 4\pi \frac{U_{\max}}{P_r}$$

$$P_r = \frac{V_0}{240\pi} \frac{w}{\lambda} \left[2 \operatorname{Si}(2a) + \left(\frac{\sin(2a)}{2a} - \frac{1 + 2\sin^2 a}{a} \right) \right]$$

(IV.10)

2-4-CONDUCTANCE :

$$G_r = 2 \frac{P_r}{V_0^2}$$

$$G_r = \frac{w}{120\pi\lambda} \left[2 \operatorname{Si}(2a) + \left(\frac{\sin(2a)}{2a} - \frac{1 + 2\sin^2 a}{a} \right) \right] \quad (\text{IV.11})$$

2-5-DIRECTIVITE :

$$U_{\max} = U(\theta) \Big|_{\max} = \frac{V_0^2}{240\pi} \left(\frac{w}{\lambda} \right)^2$$

$$D_r = 4\pi \frac{w}{\lambda} \left[2 \operatorname{Si}(2a) + \left(\frac{\sin(2a)}{2a} - \frac{1 + 2\sin^2 a}{a} \right) \right]^{-1}$$

(IV.12)

Cas particuliers :

* $w \gg \lambda$:

$$P_r = \frac{V_0^2}{240} \frac{w}{\lambda} \quad ; \quad G_r = \frac{w}{120\lambda} \quad ; \quad D_r = 4 \frac{w}{\lambda}$$

* $w \ll \lambda$:

$$Pr = \frac{V_0^2}{180} \left(\frac{w}{\lambda} \right)^2 ; Gr = \frac{1}{90} \left(\frac{w}{\lambda} \right)^2 ; Dr=3$$

2-6-ADMITTANCE D'ENTREE :

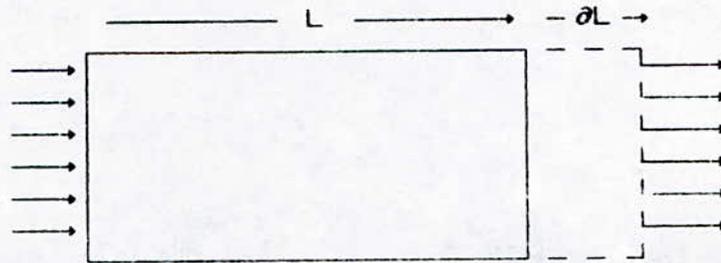


Figure IV.4

Une petite variation de la longueur l du patch (fig IV.3) est donnée par :

$$\partial L = 0.412 h \frac{(\epsilon_e + 0.3)(w/h + 0.264)}{(\epsilon_e - 0.258)(w/h + 0.8)} \quad (IV.13)$$

ϵ_e donnée par (I.7)

La susceptance de l'encoche représentée par une capacité sera donc :

$$C = \frac{\partial L \sqrt{\epsilon_e}}{C_0 Z_c}$$

Où Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne microruban alimentant l'antenne et C_0 la célérité .

$$Z_c = 377 / (\sqrt{\epsilon_e} (w/h + 1.393 + 0.667 \ln(w/h + 1.444)))$$

L'admittance d'entrée de l'élément rayonnant peut être exprimée par :

$$Y_{in} = G + jB + Y_c \frac{G + j(B + Y_c \operatorname{tg}(\beta L))}{Y_c + j(G + jB) \operatorname{tg}(\beta L)} \quad (IV.14)$$

Avec : $Y_c = 1/Z_c$

$$G = 1/R_r ; B = k_0 \partial L \sqrt{\epsilon_e} / Z_c ;$$

β : constante de propagation

L'élément microruban est modélisé par deux admittances connectées par une ligne de transmission (fig IV.5). A la fréquence de résonance, la partie imaginaire de l'admittance d'entrée est nulle c'est à dire qu'on a :

$$\operatorname{tg}(\beta L) = \frac{2 Y_c B}{(B^2 + G^2 - Y_c^2)}$$

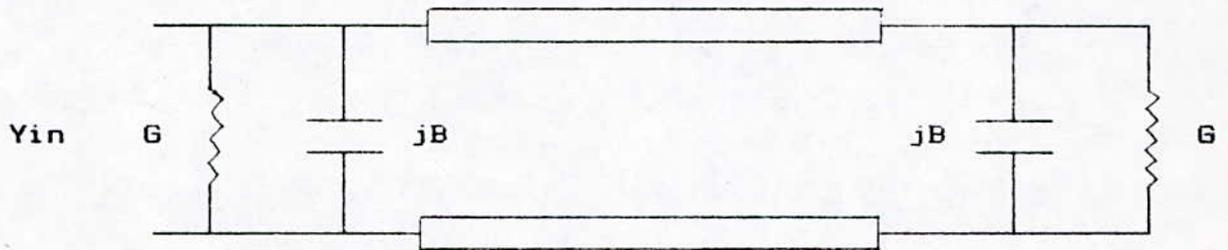


Figure IV.5 : Modélisation d'un patch par la méthode L.T.

* Pour des antennes imprimées à structure non rectangulaire, nous pouvons appliquer une autre procédure [8],[9] qui consiste à découper le patch en un nombre suffisamment grand de lignes de transmission élémentaires suivant la largeur, en suite à déterminer la matrice de transfert de chaque élément "ligne" et enfin la matrice de transfert globale du patch pour aboutir au coefficient de réflexion.

La largeur corrigée du pavé est donnée par :

$$W_e = (w/h + 1.393 + 0.667 \operatorname{LN}(w/h + 1.444)) \quad (\text{IV.15})$$

Ainsi que l'impédance caractéristique :

$$Z_c = 120\pi / (\sqrt{\epsilon_0} W_s) \quad (\text{IV.16})$$

La matrice de transfert d'un élément est de la forme :

$$T_1 = \begin{pmatrix} e^{\theta} & 0 \\ 0 & e^{-\theta} \end{pmatrix} \quad (\text{IV.17})$$

Avec: $\theta = \theta_r + j \theta_i$

$$\theta_r = \frac{4\pi^3 h^2 l W_s}{5 N} + \frac{\pi t d l \sqrt{\epsilon_e}}{N} + \frac{120 d s \pi^2 l}{W_s Z_0 N}$$

$$\theta_i = 2\pi \sqrt{\epsilon_e} l / N$$

ϵ_e donnée par (I.7)

où: N : nombre de découpage
 ds : profondeur de pénétration
 dt : facteur de perte
 ϵ_e : constante diélectrique effective

On constate que toutes les matrices de transfert des lignes sont identiques, alors la matrice globale sera :

$$T = \begin{pmatrix} e^{N\theta} & 0 \\ 0 & e^{-N\theta} \end{pmatrix} \quad (\text{IV.18})$$

ainsi :

$$\begin{pmatrix} V_{i0} \\ V_{r0} \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} V_{is} \\ V_{rs} \end{pmatrix} \quad (\text{IV.19})$$

$$T = [T_1] \cdot [T_2] \cdot \dots \cdot [T_N]$$

où : V_i et V_r sont respectivement les tensions incidentes et réfléchies.

D'où le coefficient de réflexion est:

$$\Gamma = \frac{V_{r0}}{V_{i0}} = e^{-2N\theta} \quad (\text{IV.20})$$

ce qui nous permet de déterminer l'impédance d'entrée normalisée du patch:

$$z_{in} = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma}$$

d'où :

$$Z_{in} = z_{in} Z_c \quad (\text{IV.21})$$

2-7-PROGRAMME D'ANALYSE :

Nous nous sommes basés sur les relations (IV.13) et (IV.14) pour concevoir un programme permettant de calculer les caractéristiques électriques d'un patch rectangulaire :

Paramètres d'entrée :

- * les caractéristiques géométriques de l'antenne (l,w,h),
- * la permittivité relative.

Paramètres de sortie :

- * l'impédance d'entrée,
- * la fréquence de résonance,
- * la bande passante.

APPLICATION :

PATCH / METHODE DE LA LIGNE DE TRANSMISSION

DONNEES:

La longueur l du patch en (cm).....	L = 0.0085
La largeur w en (cm).....	W = 0.0106
L'épaisseur h du patch en (cm).....	H = 0.0005
La constante diélectrique.....	Er = 2.5500
Les pertes dans le diélectrique.....	TD = 0.0020

RESULTATS DE L'ANALYSE

LA FREQUENCE DE RESONANCE $F_r = 10.7620$ GHz
LA RESISTANCE D'ENTREE $R_{in} = 157.8535$ OHM

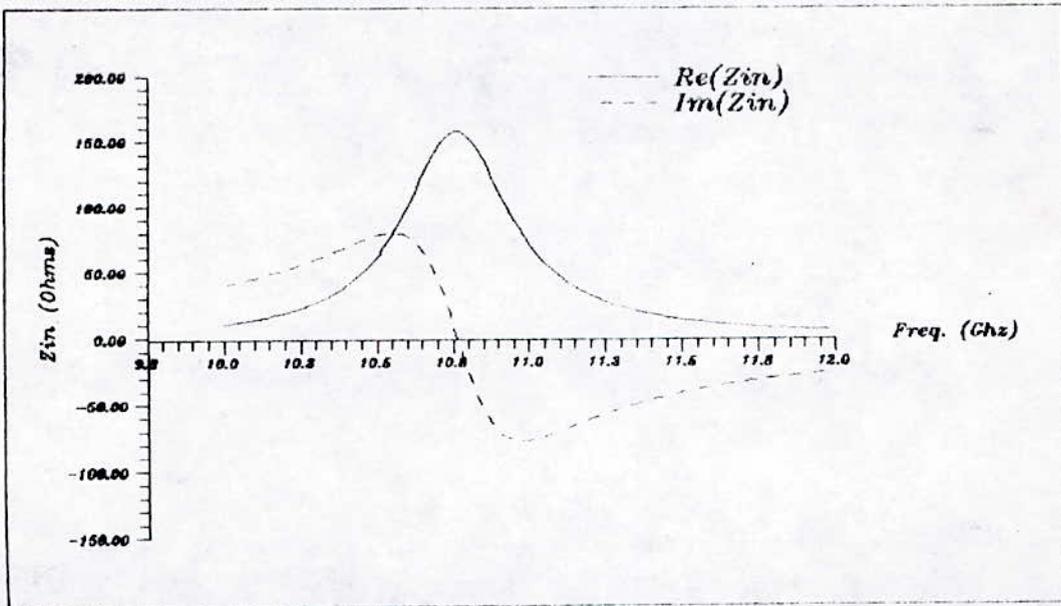


Figure IV.60 Impedance d'entree d'un patch calculee par la methode de la ligne de transmission
 $L=0.85$ (cm) $W=1.06$ (cm) $h=0.05$ (cm)

IV-3-MODELE DE LA CAVITE RESONNANTE : [7]

Pour le modèle de la cavité, l'antenne est considérée comme une cavité résonnante à pertes; la distribution des champs internes à la cavité est déterminée en supposant que les parois latérales sont des murs magnétiques (annulation des composantes tangentes du champ magnétique). Le champ entre le pavé et le plan de masse est une série de modes résonnant de la cavité, ce champ est déduit des courants magnétiques localisés le long des arêtes.

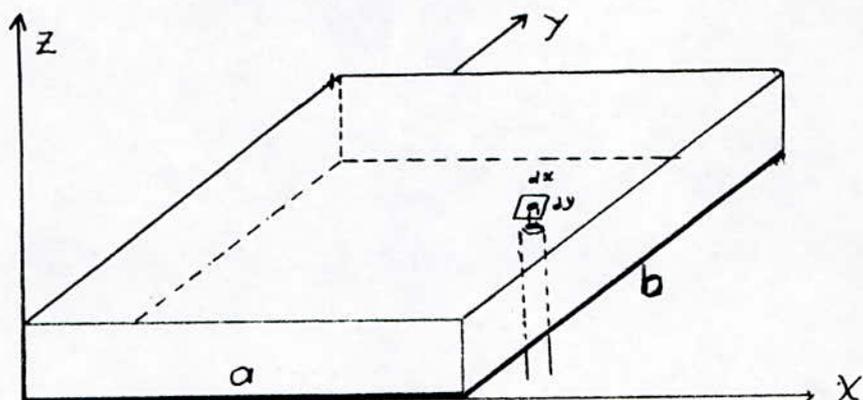


Figure IV.6 : structure d'un pavé alimenté par un coaxial.

Considérons un pavé rectangulaire (figure IV.6) de largeur a et de longueur b avec un substrat d'épaisseur h de constante diélectrique ϵ_r , le champ électrique suivant Z est donné par (modes intérieurs TM_{mn}).

$$E_z(x, y) = \sum_m \sum_n A_{mn} e_{mn}(x, y) \quad (IV.22)$$

où A_{mn} : L'amplitude du mode mn

e_{mn} : Vecteur du champ électrique orthogonal à Z du mode mn qui s'écrit :

$$e_{mn}(x, y) = \frac{X_{mn}}{\sqrt{abh}} \cos k_n x \cos k_m y \quad (IV.23)$$

Avec :

$$X_{mn} = \begin{cases} 1 & m = 0 \text{ et } n = 0 \\ \sqrt{2} & m = 0 \text{ ou } n = 0 \\ 2 & m \neq 0 \text{ et } n \neq 0 \end{cases} \quad (IV.24)$$

Le vecteur d'onde relatif à la pulsation propre de la cavité est donné par :

$$k_{mn}^2 = \omega_{mn}^2 \mu \epsilon = k_n^2 + k_m^2 \quad (\text{IV.25})$$

Pour une cavité non rayonnante on a :

$$k_n = (n\pi/a) \quad \text{et} \quad k_m = (m\pi/b)$$

Pour un champ dans la direction Z créé par une petite section (dx dy) (fig IV.5) alimentée par un courant I_0 en (x_0, y_0) ; les coefficients (amplitudes) a_{mn} sont donnés par :

$$A_{mn} = \frac{j \sqrt{\mu \epsilon k}}{k + k_{mn}} \iiint J e_{mn}^* dv \quad (\text{IV.26})$$

Qui se réduit à :

$$A_{mn} = j I_0 \sqrt{\frac{\mu h}{a b}} \frac{k X_{mn}}{k^2 - k_{mn}^2} G_{mn} \cos(k m y_0) \cos(k n x_0)$$

Où
$$G_{mn} = \frac{\sin(n\pi dx/2a)}{n\pi dx/2a} \frac{\sin(m\pi dx/2b)}{m\pi dx/2b}$$

$$k_{mn}^2 = \omega_{mn}^2 \mu \epsilon$$

Ainsi le champ rayonné sera :

$$E_z(x, y) = j I_0 Z_0 k \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\psi_{mn}(x, y) \psi_{mn}(x_0, y_0)}{k^2 - k_{mn}^2} G_{mn} \quad (\text{IV.27})$$

Où
$$\psi_{mn}(x, y) = \frac{X_{mn}}{\sqrt{a b}} \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{m\pi y}{b}\right)$$

La tension d'entrée est donnée par :

$$V_{in} = - E_z(x, y) \cdot h$$

$$V_{in} = - j I_0 Z_0 h k \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\psi_{mn}(x_0, y_0)}{k^2 - k_{mn}^2} G_{mn}$$

Donc l'impédance d'entrée s'écrira comme suit:

$$Z_{in} = -j Z_0 h k \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\psi_{mn}^2(x_0, y_0)}{k_{mn}^2 - k^2} G_{mn} \quad (IV.28)$$

Le mode TM_{00} : mode statique modélisé par une capacité en parallèle avec une résistance représentant les pertes dans le substrat.

Le mode TM_{10} : mode dominant est le mode RF; le champ est indépendant de x (IV.27), il varie suivant y en $\cos(\pi y/b)$, ce mode est équivalent à un circuit RLC parallèle, où R représente les pertes dans le cuivre et le substrat (fig IV.8).

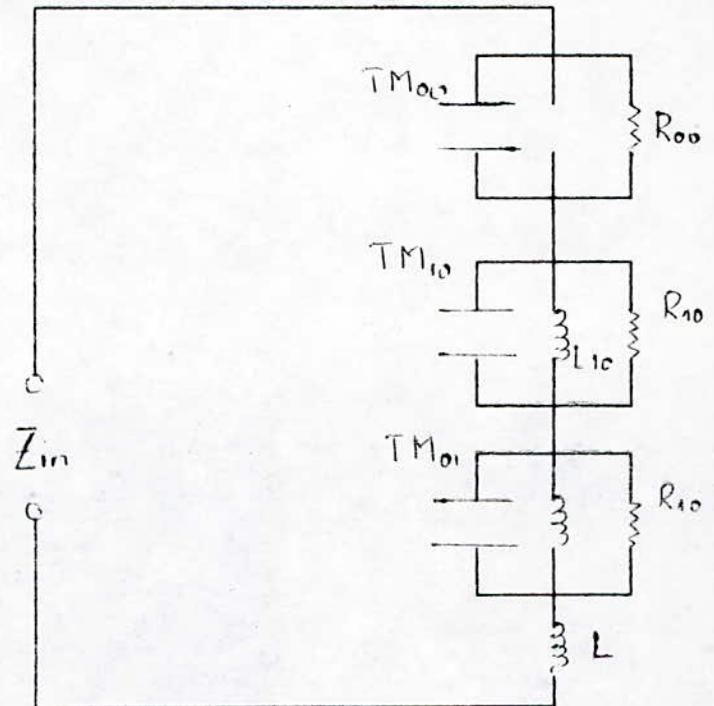


Fig IV.8 : modèle de l'impédance d'entrée

pour le mode TM_{10} l'équation (IV.28) s'écrira :

$$Z_{in} = jX_L - \frac{j(\omega/C_{10})}{\omega^2 - (\omega_r + j\omega_l)^2} \quad (IV.29)$$

$$\text{Où} \quad (\omega_r + j\omega_l)^2 = \omega_{10}^2 (1 + j/Q)$$

$$C_{10} = 0.5 C dC \cos^{-2}(\pi y_0/b)$$

Avec : CdC : capacité du patch ($\epsilon ab/h$) pour le mode TM₀₀
 Q : coefficient de qualité pour le mode TM₁₀
 ω_{10} : pulsation propre de la cavité (fréquence de résonance du mode TM₁₀)

La détermination de Q et ω_{10} sera traitée ultérieurement.

La partie inductive de (IV.29) s'écrit donc :

$$X_L = -\frac{1}{\omega \text{CdC}} + \frac{\omega}{\text{CdC}} \sum_{\substack{m=1 \\ n=0}}^M \sum_{\substack{m=1 \\ n=0}}^N \frac{\epsilon_{mn}^2 \cos^2\left(\frac{n\pi x_0}{a}\right) \cos^2\left(\frac{m\pi y_0}{b}\right)}{\omega_{mn}^2 - \omega^2} G_{mn} \quad (\text{IV.30})$$

On remarque que la série "inductive" est proportionnelle à l'épaisseur du pavé.

Pour déterminer la valeur propre k_{10} , nous considérons que toutes les pertes sont associées aux pertes dans le diélectrique ce qui donne :

$$\text{tg}(k_{10}b) = \frac{2 k_{10} \alpha_{10}}{k_{10}^2 - \alpha_{10}^2} \quad (\text{IV.31})$$

$$\text{Où } \alpha_{10} = j \frac{2\pi Z_c}{\lambda_0} \frac{h}{a} Y_v$$

Avec Y_v l'admittance des parois rayonnantes pour ($y=0$ et $y=b$), après un développement itératif la valeur propre k_{10} est :

$$k_{10} = (\pi/b) - (\Delta_+/b)$$

$$\text{Où } \Delta_{p+1} = \frac{2(\alpha_{10}b)(\pi - \Delta_p)}{(\alpha_{10}b)^2 - 2\Delta_p\pi - \Delta_p^2 - \pi^2} - \frac{\Delta_p^3}{3} \quad (\text{IV.32})$$

$$\Delta_0 = 0$$

L'équation (IV.32) est obtenue en effectuant un développement en série de Taylor de $\text{tg}(k_{10}b)$ au voisinage de π .

De l'équation (IV.31) on déduit que k_{10} est un nombre complexe dont la partie réelle représente 96 à 98 % de (π/b) et la partie imaginaire positive est proportionnelle à l'énergie perdue par rayonnement.

Le facteur de qualité est donné par :

$$Q_r = \frac{\text{Re}[k_{10}]}{2 \text{Im}[k_{10}]} \quad (\text{IV.33})$$

D'où la résistance de rayonnement s'écrit :

$$R_r = \frac{Q_r}{\omega C_{10}} \quad (\text{IV.34})$$

En plus des pertes par rayonnement, il existe des pertes (dans le diélectrique et dans le conducteur) qui restent toujours très faible devant les pertes par rayonnement.

* Pertes dues au conducteur :

$$G_{cu} = R_s \frac{\pi^2 a}{2\omega^2 \mu b h} \quad \text{où} \quad R_s = \sqrt{\mu\omega/2\sigma} \quad (\text{IV.35})$$

R_s étant la résistance du conducteur.

* Pertes dues au substrat :

$$G_{di} = \omega C_{10} \text{tg}(\delta) \quad (\text{IV.36})$$

Cela nous permet d'écrire le facteur de qualité sous une autre forme :

$$Q = \frac{\omega W}{P_{in}} = \omega \frac{C_{10}}{G_{in}} \quad (\text{IV.37})$$

G_{in} étant la conductance d'entrée telle que :

$$G_{in} = G_{rad} + G_{cu} + G_{di} = 1/R_{rad} + G_{cu} + G_{di}$$

En pratique la résistance d'entrée est comprise entre 100 et 200 ohms. Le rendement de l'antenne est donné par le rapport :

$$\eta = \frac{G_{rad}}{G_{in}} \quad (\text{IV.38})$$

* Admittance murale d'un patch rectangulaire :

Le rayonnement à l'extérieur de la cavité est modélisé par une admittance murale déjà utilisée en (IV.11). Il n'existe pas de méthodes précises pour calculer rigoureusement cette admittance, néanmoins il existe des méthodes approximatives qui nous permettent de l'estimer.

La conductance par unité de longueur est $\pi/376\lambda_0$ [mho/m], nous supposons que le seul mode excité est le mode TM_{10} , ainsi la conductance murale s'écrit:

$$G_w = (\pi/376) (a/\lambda_0)$$

Pour une capacité d'un microstrip en circuit ouvert la susceptance murale est approximée par :

$$B_w = 0.01668 (\Delta l/h) (a/\lambda_0) \epsilon_e \quad (IV.39)$$

où

$$\Delta l/h = 0.412 \left[\frac{\epsilon_e + 0.300}{\epsilon_e - 0.258} \right] \cdot \left[\frac{a/h + 0.262}{a/h + 0.813} \right]$$

ϵ_e : la constante diélectrique effective donnée par (I.7)

D'où l'admittance murale s'écrit:

$$Y_w = G_w + jB_w \quad (IV.40)$$

* PROGRAMME D'ANALYSE :

Nous avons élaboré un programme d'analyse autour des relations (IV.29), (IV.38) et (IV.40), ayant les mêmes paramètres d'entrée que le précédent, avec l'introduction cette fois ci des pertes.

Paramètres de sortie :

- * l'impédance d'entrée,
- * la fréquence de résonance,
- * la bande passante,
- * le rendement.

APPLICATION

PATCH / MODELE DE LA CAVITE

DONNEES DE L'ANALYSE:

LONGUEUR DU PATCH EN (cm).....	L=	0.85
LARGEUR DU PATCH EN (cm).....	W=	1.06
EPAISSEUR DU SUBSTRAT EN (cm).....	H=	0.05
CONSTANTE DIELECTRIQUE.....	ER=	2.55
FACTEUR DE PERTE.....	TD=	0.0020
POINT D'ALIMENTATION.....	YO=	0.00

RESULTATS DE L'ANALYSE

LA FREQUENCE DE RES=	10.96 GHz
LA RESISTANCE DE RAYONNEMENT	RR = 237.30 OHMS
LA RESISTANCE D'ENTREE Rin =	237.30 OHMS
LA BANDE PASSANTE =	2.36 %

RESULTATS OBTENUS GRAPHIQUEMENT

LA FREQUENCE DE RES=	11.06 GHz
LA RESISTANCE D'ENTREE Rin =	220.34 Ohms
LE RENDEMENT	R = 93.77 %

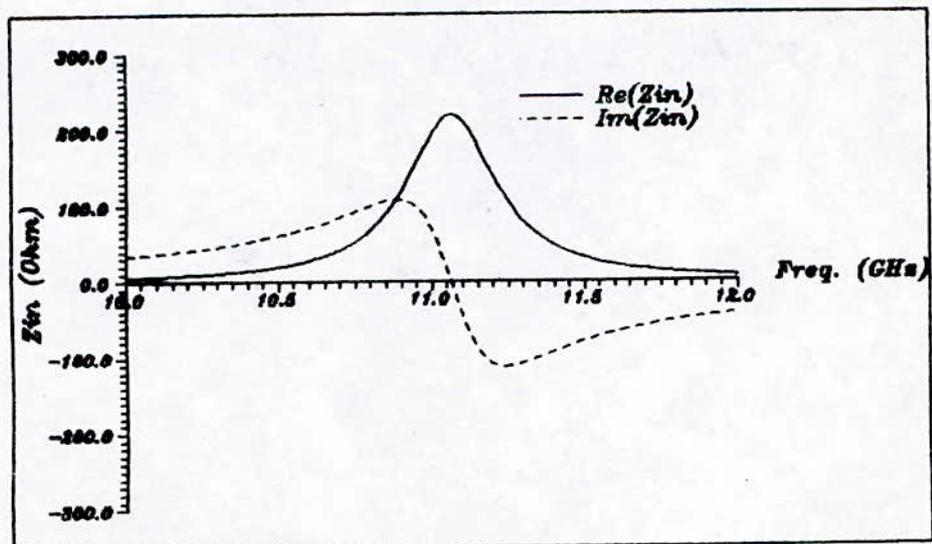


Figure IV.9 Impedance d'entree d'un patch calculee par la methode de la cavite
 $l=0.85$ cm $w=1.06$ cm $h=0.05$ cm

Dans le but d'élargir les résultats obtenus précédemment, nous dresserons un tableau englobant trois exemples du patch déjà traités dans des ouvrages [2] et [4]

Methodes caract Dimension	méthode cavite			méthode lig tr		
	Fr ghz	Rin (Ω)	Bp %	Fr ghz	Rin (Ω)	Bp %
L=0.85 W=1.06 H=0.05 Er=2.55	10.9	227.42	2.9	11.4	155.35	2
L=4.02 W=4.02 H=0.159 Er=2.55	2.40	235.52	1.84	2.40	242.91	1.6
L=1.00 W=1.00 H=0.10 Er=2.55	9.40	213.88	5.01	9.88	210.88	4.1

IV-5-INTERPRETATION DES RESULTATS ET CONCLUSION :

Les courbes obtenues ainsi que les résultats présentés ci-dessus, nous permettent d'affirmer que les fréquences de résonance et l'allure des graphes $Z_{in}(f)$ sont quasiment identiques d'une part et d'autre part les valeurs de l'impédance d'entrée obtenues différent de quelques dizaines d'Ohms.

Nous mentionnons que le tracé de l'impédance d'entrée sur l'abaque de Smith obtenue par la méthode de la cavité est centré sur l'axe des réels alors que le tracé de celle obtenue expérimentalement est légèrement décalé vers le haut (partie inductive) [9].

D'après les exemples pris sur les pavés carrés, on peut conclure que pour augmenter la bande passante, il suffit de diminuer les dimensions du pavé tout en gardant l'épaisseur du substrat constante.

Nous mentionnons que l'utilisation d'un réseau d'antennes imprimées ou d'un directeur [8], [9] nous permet d'augmenter la bande passante.

CHAPITRE V

CORNETS ELECTROMAGNETIQUES

CHAPITRE V :

CORNETS ELECTROMAGNETIQUES

V-1-GENERALITES :

L'une des antennes micro-ondes la plus simple et la plus utilisée est l'antenne cornet; elle assure le couplage entre l'espace libre et un guide d'onde. Elle est également utilisée comme :

- antenne de référence pour la calibration et la mesure du gain d'autres antennes micro-ondes;
- source d'excitation de rélecteurs et de lentilles électromagnétiques.

Un cornet est constitué par deux éléments principaux : un guide d'onde d'alimentation de section constante et un guide d'onde se terminant par une ouverture rayonnante de section graduellement grandissante (fig V.1).

Il existe plusieurs types de cornets électromagnétiques, dans ce présent chapitre nous traiterons en particulier les cornets sectoriaux et pyramidaux.

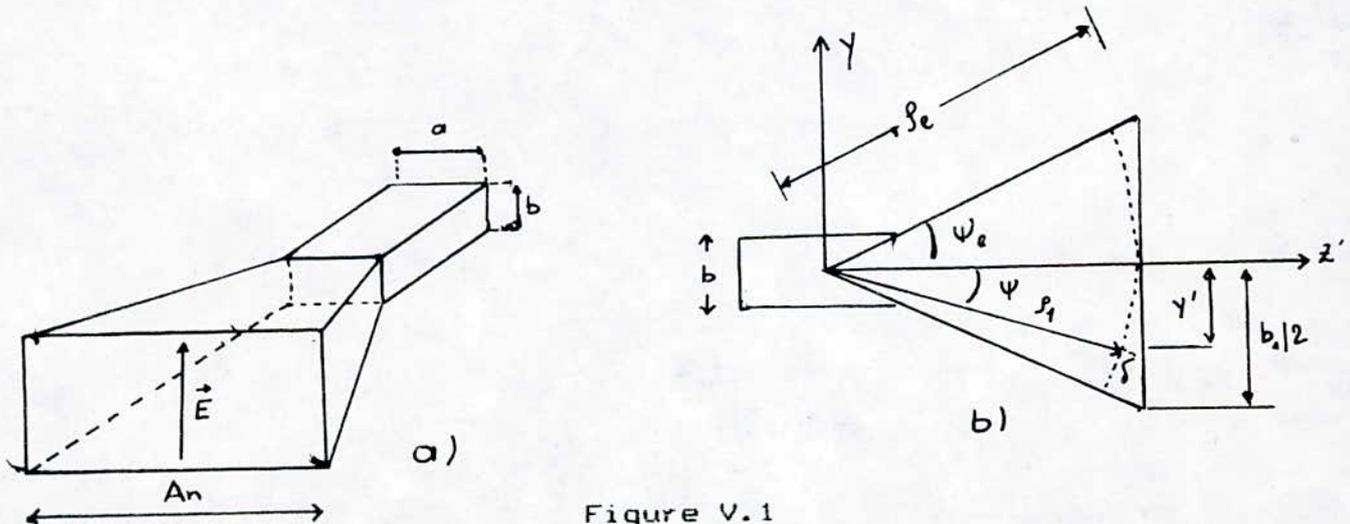


Figure V.1

Les dimensions a et b sont choisies de telle sorte que le mode TE₁₀ est le seul à pouvoir se propager (Fig. V.1).

Pour la détermination du champ rayonné nous utiliserons la théorie des ouvertures rayonnantes (annexe I).

V-2-CORNET SECTORIAL PLAN E :

Le cornet sectorial plan E présente un évasement suivant le plan E : la dimension à augmenter est celle qui correspond à la direction du champ électrique sur l'ouverture du guide (fig V.20) (a = constante , b → b₁).

Si le cornet est traité comme un guide d'ondes radial, la détermination du champ au niveau de son ouverture est très complexe ; cependant, si on considère uniquement le mode dominant TE₁₀ au niveau du guide d'alimentation, et en supposant que la longueur du cornet ρ_0 est grande devant les dimensions de l'ouverture du guide, le champ EM au niveau de l'ouverture du cornet s'écrit :

$$\begin{aligned} E'_z &= E'_x = H'_y = 0 \\ E'_y(x', y') &= E_1 \cos(\pi x'/a) e^{-j(ky'^2/2\rho_1)} \\ H'_z(x', y') &= j E_1 (\eta\pi/ka) \sin(\pi x'/a) e^{-j(ky'^2/2\rho_1)} \\ H'_x(x', y') &= (E_1/\eta) \cos(\pi x'/a) e^{-j(ky'^2/2\rho_1)} \end{aligned} \quad (V.1)$$

où $\rho_1 = \rho_0 \cos(\psi_0)$ et $E_1 = \text{cte.}$

On constate que les expressions de \vec{E} et \vec{H} sont similaires à celles d'un champ en mode TE₁₀, la seule différence réside dans le terme en exponentiel qui traduit la variation quadratique de la phase sur l'ouverture du cornet.

2-1-CHAMP RAYONNE PAR LE CORNET

Les densités de courant électrique et magnétique sont données respectivement par :

$$\begin{aligned} J_y &= -(E_1/\eta) \cos(\pi x'/a) e^{-jky'^2/2\rho_1} \\ M_x &= E_1 \cos(\pi x'/a) e^{-jky'^2/2\rho_1} \end{aligned} \quad (V.2)$$

$$J_s = M_s = 0$$

Où J_s et M_s représentent les densités de courant surfaciques.

Le champ rayonné calculé selon la théorie des ouvertures planes [Annexe 1] s'écrit alors :

$E_r = 0$
$E_\theta = -j \frac{a \sqrt{\pi k \rho_1} E_1 e^{-jkr}}{8r} \left\{ e^{j(ky\rho_1/2k)} \sin(\phi) (1 + \cos(\theta)) \times \right.$ $\left. \left[\frac{\cos(kxa/2)}{(kxa/2)^2 - (\pi/2)^2} \right] F(t_1, t_2) \right\}$
$E_\phi = -j \frac{a \sqrt{\pi k \rho_1} E_1 e^{-jkr}}{8r} \left\{ e^{j(ky\rho_1/2k)} \cos(\phi) (1 + \cos(\theta)) \times \right.$ $\left. \left[\frac{\cos(kxa/2)}{(kxa/2)^2 - (\pi/2)^2} \right] F(t_1, t_2) \right\}$

(V.3)

Avec : $k_x = k \sin\theta \cos\phi$

$k_y = k \sin\theta \sin\phi$

$$t_1 = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_1}} (-kb_1/2 - ky\rho_1)$$

$$t_2 = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_1}} (kb_1/2 - ky\rho_1)$$

$$F(t_1, t_2) = \left[C(t_2) - C(t_1) \right] - j \left[S(t_2) - S(t_1) \right]$$

Dans les principaux plans E et H les expressions du champ rayonné se réduisent à ; (figure V.2) :

* Plan E ($\phi = \pi/2$):

$$E_r = E_\phi = 0$$

$$E_\theta = j \frac{a\sqrt{\pi k \rho_1} E_1 e^{-jkr}}{8r} e^{j(k\rho_1 \sin^2 \theta/2)} (2/\pi)^2 (1 + \cos(\theta)) F(t_1', t_2') \quad (V.4)$$

$$\text{Avec : } t_1' = \sqrt{\frac{k}{\pi \rho_1}} (-b_1/2 - \rho_1 \sin \theta)$$

$$t_2' = \sqrt{\frac{k}{\pi \rho_1}} (b_1/2 - \rho_1 \sin \theta)$$

* Plan H ($\phi = 0$):

$$E_r = E_\theta = 0$$

$$E_\phi = -j \frac{a\sqrt{\pi k \rho_1} E_1 e^{-jkr}}{8r} (1 + \cos(\theta)) \left[\frac{\cos(ka/2)}{(ka/2)^2 - (\pi/2)^2} \right] F(t_1'', t_2'') \quad (V.5)$$

$$t_1'' = -b_1/2 \sqrt{k/\pi \rho_1}$$

$$t_2'' = b_1/2 \sqrt{k/\pi \rho_1}$$

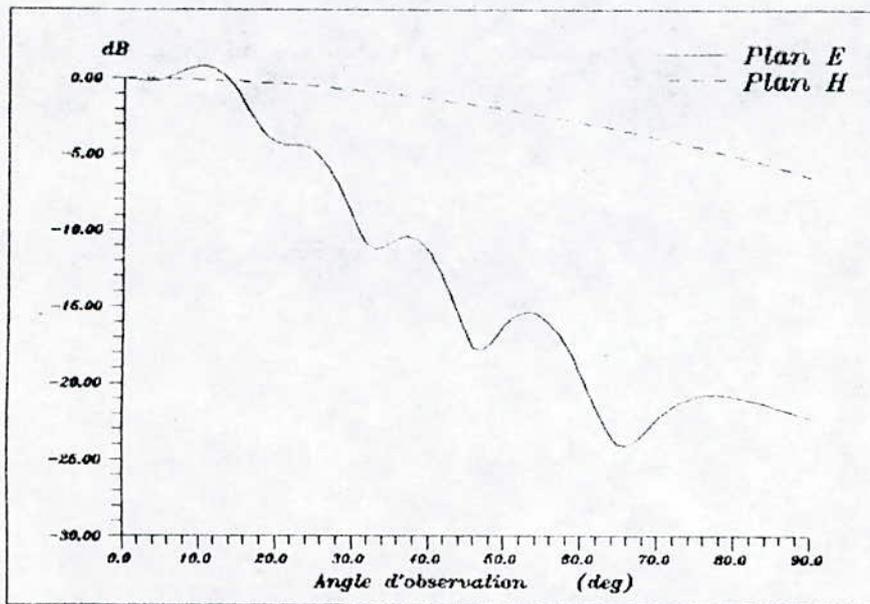


Figure V.2 Diagramme de rayonnement d'un cornet sectoriel plan E
 $b/\lambda = 0.25$ $a/\lambda = 5.5$ $l/\lambda = 6$

2-2-DIRECTIVITE :

La directivité nous permet d'analyser les performances de l'antenne; pour la déterminer cherchons d'abord le maximum de l'intensité de rayonnement

$$U_{\max} = U(\theta, \phi) \Big|_{\max} = \frac{r^2}{2\eta} |E|_{\max}^2$$

Pour la plupart des cornets $|E|_{\max}$ est déterminé pour $\theta = 0$ alors :

$$|E|_{\max} = \sqrt{|E\theta|_{\max}^2 + |E\phi|_{\max}^2} = \frac{2a\sqrt{\pi k\rho_1}}{\pi^2 r} |E_1| |F(t)|$$

Avec $t = \frac{b_1}{\sqrt{2\lambda\rho_1}}$ et $F(t) = C(t) - jS(t)$

La puissance de rayonnement est obtenue en intégrant la densité de puissance sur l'ouverture du cornet

$$P_r = \frac{1}{2} \iint_{S_0} \operatorname{Re}(E' \times H'^*) ds = |E_1|^2 \frac{b_1 a}{4\eta}$$

La directivité est donnée par :

$$DE = \frac{64a\rho_1}{\pi\lambda b_1} \left[C^2(t) + S^2(t) \right] \quad (V.6)$$

L'expression (V.6) a été introduite dans le programme de calcul de directivité.

Les résultats (fig V.3) montrent que la directivité maximale est obtenu pour :

$$b_1 = \sqrt{2\lambda\rho_1}. \quad (V.7)$$

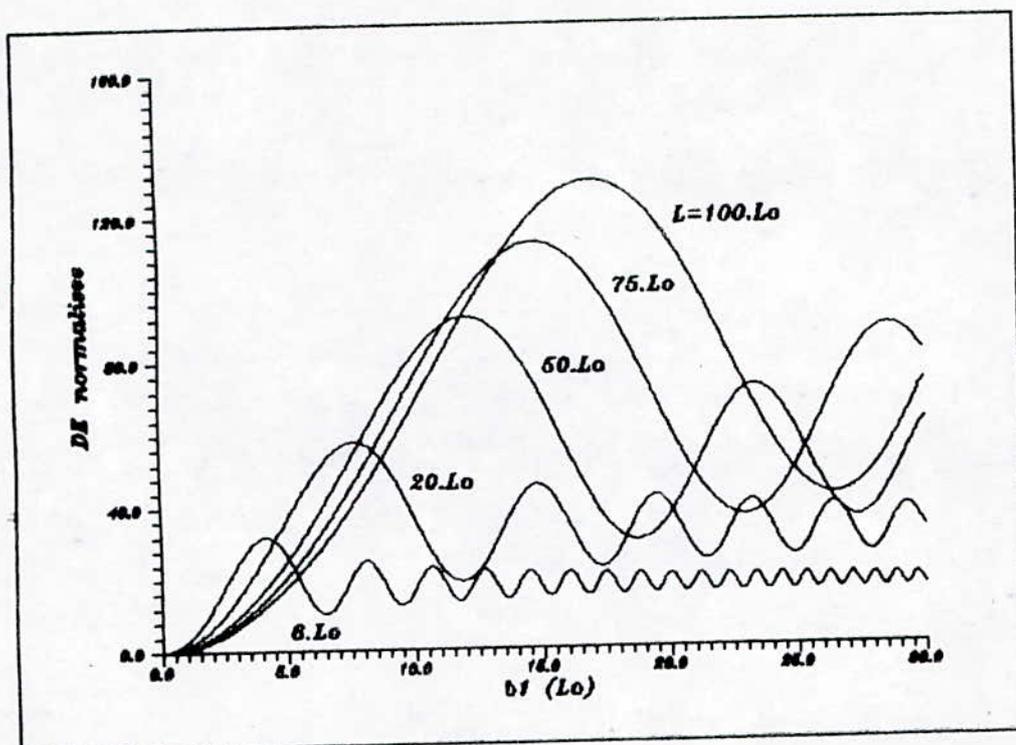


Figure V.3 Directivite Normalisee (DE) en fonction de b_1 pour differentes longueurs du cornet

L'erreur de phase maximale au sommet de l'ouverture s'écrit comme suit :

$$\Phi_{\max} = 2\pi S \quad (V.8)$$

où : $S = b_1^2 / 8\lambda\rho_1$

2-3-PROGRAMME D'ANALYSE :

En utilisant l'expressions (V.6), (V.7) et (V.8) nous avons conçu un programme donnant la dimension optimale du cornet, l'erreur de phase et la directivité.

Les paramètres d'entrée sont :

- Fréquence de travail
- Dimension de l'ouverture sur les deux plans
- longueur du cornet.

APPLICATION :

MODELE ET GAIN DU CORNET RECTANGULAIRE

CHOISIR L UNE DES OPTIONS SUIVANTES:

- 1-ANALYSE D'UN CORNET SECTORIEL SUR LE PLAN E
- 2-ANALYSE D'UN CORNET SECTORIEL SUR LE PLAN H
- 3-ANALYSE D'UN CORNET PYRAMIDAL
- 4-CARACTERISTIQUE D'UN CORNET PYRAMIDAL
- 5-FIN

VOTRE CHOIX (1,2,3,4,5):1

ANALYSE D'UN CORNET SECTORIEL SUR LE PLAN E

DONNEZ LA FREQUENCE DE TRAVAIL (MHz):300

SUR LE PLAN E LA DIMENSION DE L'OUVERTURE (longueur d'onde):5.5

SUR LE PLAN H LA DIMENSION DE L'OUVERTURE (longueur d'onde):.25

LONGUEUR DU CORNET (longueur d'onde):6

L ERREUR DE PHASE MAXIMALE POUR LE PLAN E EST 226.9 degres

LA DIMENSION OPTIMALE SUR LE PLAN E SERA 3.464m

LA DIRECTIVITE SERA 4.936 OU 6.9dB

TRACE DU MODELE (O,N) :

V-3-CORNET SECTORAL PLAN H :

Pour ce type de cornet, c'est la dimension colinéaire au champ magnétique qui croît pour atteindre la valeur a_1 , la dimension b reste constante (fig V.4).

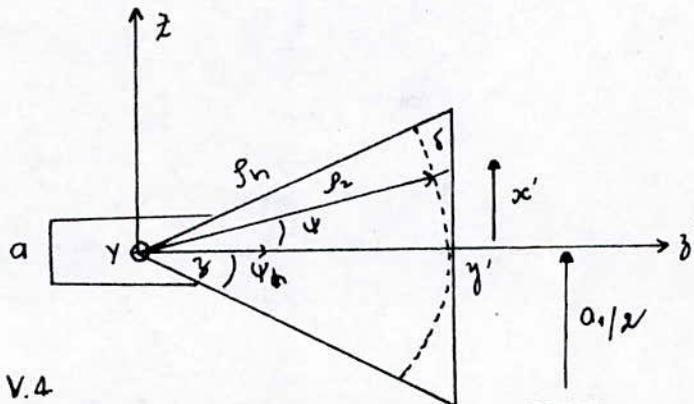


Fig. V.4

La procédure d'analyse est similaire à celle effectuée sur le cornet sectoriel plan E, ainsi, l'expression du champ sur l'ouverture du cornet s'écrit :

$$E_x' = H_y' = 0$$

$$E_y' = E_2 \cos(\pi x' / a_1) e^{-jkx'^2 / \rho_2} \quad (V.9)$$

$$H_x' = -(E_2 / \eta) \cos(\pi x' / a_1) e^{-jkx'^2 / \rho_2}$$

3-1-CHAMP RAYONNE :

De la même manière que pour le cornet sectoriel plan E, le champ rayonné est obtenu en calculant tout d'abord les densités de courant sur l'ouverture de l'antenne :

$$J_x = J_z = M_y = 0$$

$$J_y = -(E_2 / \eta) \cos(\pi x' / a_1) e^{-jkx'^2 / \rho_2} \quad (V.10)$$

$$M_x = E_2 \cos(\pi x' / a_1) e^{-jkx'^2 / \rho_2}$$

et supposées nulles ailleurs

Alors le champ rayonné est donné par :

$E_r = 0$
$E_\theta = jE_2 \frac{b}{8} \sqrt{\frac{k\rho_1}{\pi}} \frac{e^{-jkr}}{r} \left\{ \sin\phi (1 + \cos\theta) \frac{\sin(Y)}{Y} \times \right.$ $\left. \left[e^{jf_1 F(t_1', t_2')} + e^{jf_2 F(t_1'', t_2'')} \right] \right\}$
$E_\phi = E_2 \frac{b}{8} \sqrt{\frac{k\rho_1}{\pi}} \frac{e^{-jkr}}{r} \left\{ \cos\phi (1 + \cos\theta) \frac{\sin(Y)}{Y} \times \right.$ $\left. \left[e^{jf_1 F(t_1', t_2')} + e^{jf_2 F(t_1'', t_2'')} \right] \right\}$

(V.11)

Avec $Y = bk \sin\theta \sin\phi$

$$f_1 = kx'^2 \rho_2 / 2k$$

$$kx' = k \sin\theta \cos\phi + \pi/2$$

$$f_2 = ky'^2 \rho_2 / 2k$$

$$ky' = k \sin\theta \cos\phi - \pi/2$$

$$t_1' = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_2} \left[-\frac{ka_1}{2} - kx' \rho_2 \right]}$$

$$t_2' = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_2} \left[+\frac{ka_1}{2} - ky' \rho_2 \right]}$$

$$t_1'' = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_2} \left[-\frac{ka_1}{2} - kx'' \rho_2 \right]}$$

$$t_2'' = \sqrt{\frac{1}{\pi k \rho_2} \left[+\frac{ka_1}{2} - ky'' \rho_2 \right]}$$

Dans les principaux plans E et H les expressions du champ rayonné se réduisent à (fig V.5) :

* Plan E ($\phi = \pi/2$):

$$E_r = E_\phi = 0$$

$$E_\theta = jE_2 \frac{b}{B} \sqrt{\frac{k\rho_1}{\pi}} \frac{e^{-jkr}}{r} \left\{ (1 + \cos\theta) \frac{\sin(Y)}{Y} \times \right. \quad (V.12)$$

$$\left. \left[e^{jf_1} F(t_1', t_2') + e^{jf_2} F(t_1'', t_2'') \right] \right\}$$

* Plan H ($\phi = 0$):

$$E_\phi = E_2 \frac{b}{B} \sqrt{\frac{k\rho_1}{\pi}} \frac{e^{-jkr}}{r} \left\{ (1 + \cos\theta) \frac{\sin(Y)}{Y} \times \quad (V.13)$$

$$\left[e^{jf_1} F(t_1', t_2') + e^{jf_2} F(t_1'', t_2'') \right] \right\}$$

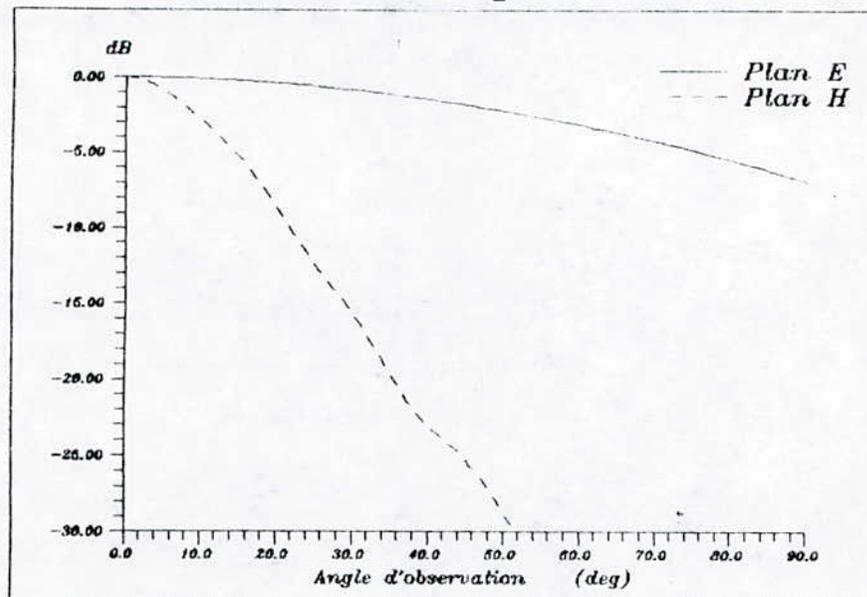


Figure V.5 Diagramme de rayonnement d'un cornet sectoriel plan H
 $a/\lambda = 0.25$ $b/\lambda = 5.5$ $L/\lambda = 6$

3-2-DIRECTIVITE :

Le calcul de la directivité est analogue à celui qui est utilisé pour le cornet sectoriel plan E. ainsi :

$$|E_{\max}| = |E_z| (b/r) \sqrt{\frac{\rho_2}{2\lambda} \left[(C(u)-C(v))^2 + (S(u)-S(v))^2 \right]}$$

et

$$U_{\max} = |E_z|^2 \frac{b^2 \rho_2^2}{4\eta\lambda} \left\{ (C(u)-C(v))^2 + (S(u)-S(v))^2 \right\}$$

La puissance rayonnée est obtenue par simple intégration du vecteur de POYNTING ou de l'intensité de rayonnement U_{\max} .

$$P_r = |E_z|^2 \frac{ba_1}{4\eta}$$

Sachant que la directivité est donnée par: $D_r = 4\pi \frac{U_{\max}}{P_r}$

D'où:

$$D_H = \frac{4\pi b \rho_2}{a_1 \lambda} \left[(C(u)-C(v))^2 + (S(u)-S(v))^2 \right] \quad (V.14)$$

L'expression (V.14) a été utilisée lors de la programmation des caractéristiques électriques de l'antenne; les résultats (fig V.5A) montrent que le cornet sectoriel plan H présente la même particularité que celui du plan E : la directivité maximale est obtenue pour :

$$a_1 = \sqrt{2\lambda\rho_2} \quad (V.15)$$

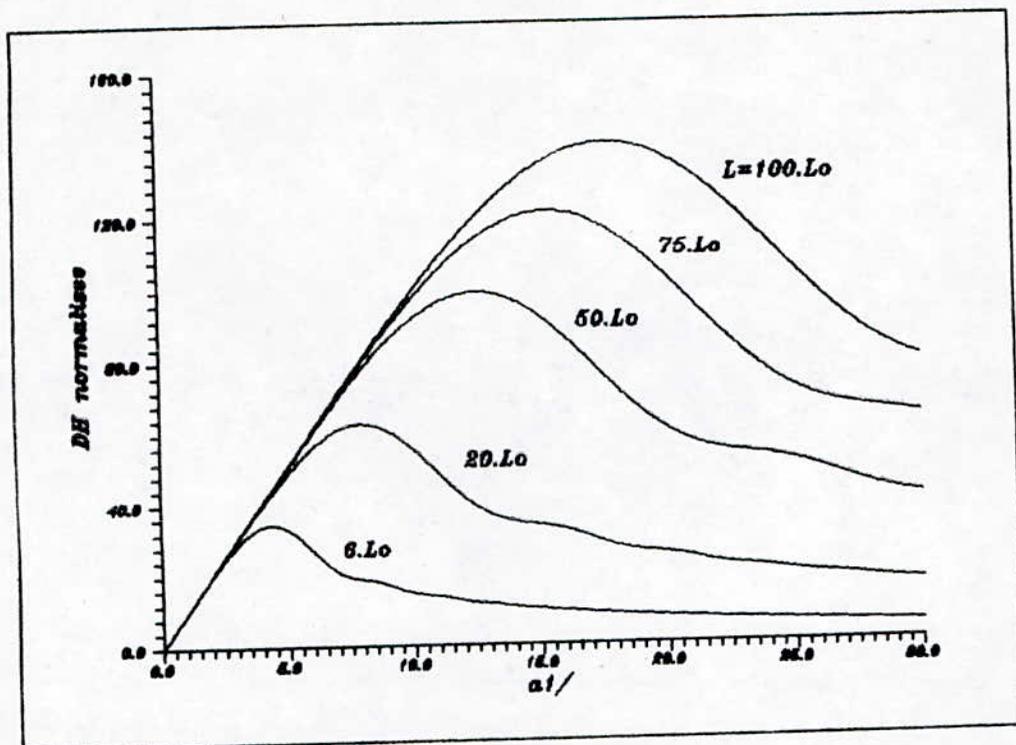


Figure V.5 a Directivite Normalisee (DH) en fonction de a/l pour differentes longueurs du cornet

L'erreur de phase maximale au sommet de l'ouverture s'écrit comme suit :

$$\Phi_{\max} = 2\pi G \quad (V.16)$$

où : $G = \frac{a^2}{8\lambda\rho_2}$

3-3-PROGRAMME D'ANALYSE :

Nous avons élaboré autour des expressions (V.14), (V.15) et (V.16) un programme traitant les caractéristiques électriques du cornet sectoriel plan H; les paramètres d'entrée/sortie sont identiques à celles du programme précédent.

APPLICATION :

Données :

Fréquence de travail en (Mhz): 300
Dimension plan E (Lo) : 0.25
dimension plan H (Lo) : 5.5
Longueur du cornet : 6

L'ERREUR DE PHASE MAXIMALE DANS LA PLAN H EST 226.9 degres
LA DIMENSION OPTIMALE SUR LE PLAN H SERA : 4.243 (Lo)
LA DIRECTIVITE SERA 7.576 OU 8.8 dB

V-4- CORNET PYRAMIDAL :

Le cornet pyramidal est le plus couramment utilisé, les dimensions augmentent dans les deux directions E et H (fig V.6). Ses caractéristiques de rayonnement sont des combinaisons de celles des cornets sectoriaux plan E et H.

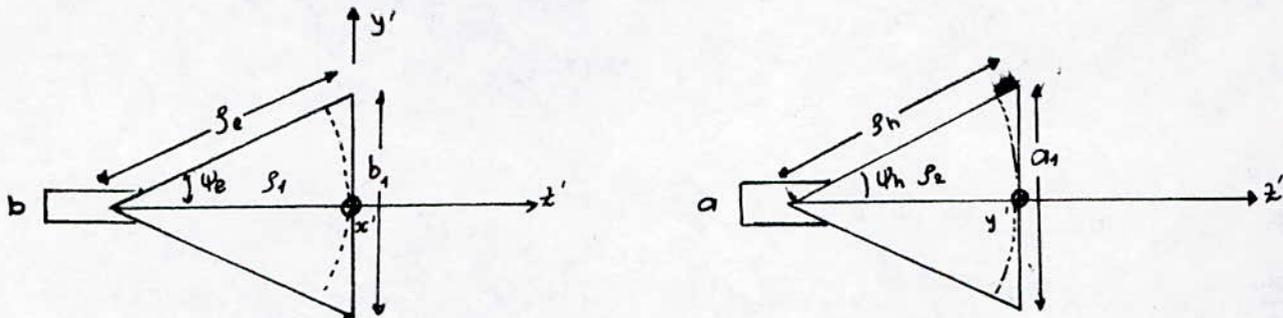


Figure V.6

4-1-CHAMP RAYONNE :

Les composantes du champ tangentiel E et H sur l'ouverture du cornet sont:

$$E_y(x', y') = E_0 \cos(\pi x' / a_1) e^{-jk(x'^2/\rho_2 + y'^2/\rho_1)^{1/2}} \quad (V.17)$$

$$H_x(x', y') = -E_0 / \eta \cos(\pi x' / a_1) e^{-jk(x'^2/\rho + y'^2/\rho)^{1/2}}$$

Les densités de courant équivalentes:

$$J_y(x', y') = -\frac{E_0}{\eta} \cos(\pi x' / a_1) e^{-jk(x' / \rho_2^2 + y' / \rho_1^2)^{1/2}} \quad (V.18)$$

$$M_x(x', y') = E_0 \cos(\pi x' / a_1) e^{-jk(x' / \rho_2^2 + y' / \rho_1^2)^{1/2}}$$

Le principe d'équivalence avec sources magnétiques et électriques des ouvertures planes [Annexe 1] nous permet d'écrire le champ rayonné :

$E_r = 0$
$E_\theta = -j \frac{kE_0}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \left[\sin\phi (1 + \cos\theta) I1.I2 \right]$
$E_\phi = -j \frac{kE_0}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \left[\cos\phi (1 + \cos\theta) I1.I2 \right]$

Avec :

$$I1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi \rho_2}{k}} \left\{ e^{jkx^2 / \rho_2} \left[C(t'_2) - C(t'_1) \right] - j \left[S(t'_2) - S(t'_1) \right] \right\} \\ + e^{jkx^2 / \rho_2} \left\{ \left[C(t''_2) - C(t''_1) \right] - j \left[S(t''_2) - S(t''_1) \right] \right\}$$

$$I2 = \sqrt{\frac{\pi \rho_1}{k}} \left\{ e^{jky^2 / \rho_1} \left[C(t_2) - C(t_1) \right] - j \left[S(t_2) - S(t_1) \right] \right\}$$

Ces expressions révèlent que le diagramme de rayonnement plan E est identique au diagramme plan d'un cornet sectoriel plan E, à un facteur multiplicatif près. Il en est de même pour le plan H.

4-2-DIRECTIVITE :

Sachant que l'intensité de rayonnement est maximale dans la direction Oz ($\theta = 0$), nous procéderons comme pour les cornets sectoriaux E et H, alors :

$$U_{\max} = |E_0|^2 \frac{\rho_1 \rho_2}{2\eta} \left\{ [C(u)-C(v)]^2 + [S(u)-S(v)]^2 \right\} \times \\ \left\{ C^2 \left[\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda\rho}} \right] + S^2 \left[\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda\rho}} \right] \right\}$$

où :

$$u = \frac{1}{2} \left[\frac{\sqrt{\lambda\rho_2}}{a_1} + \frac{a_1}{\sqrt{\lambda\rho_2}} \right] ; \quad v = \frac{1}{2} \left[\frac{\sqrt{\lambda\rho_2}}{a_1} - \frac{a_1}{\sqrt{\lambda\rho_2}} \right]$$

Puissance rayonnée :

$$Pr = |E_0|^2 \frac{a_1 b_2}{4\eta}$$

D'où :

$$DP = \frac{4\pi U_{\max}}{Pr} = \frac{8\pi \rho_1 \rho_2}{a_1 b_2} \left\{ [C(u)-C(v)]^2 + [S(u)-S(v)]^2 \right\} \times \\ \left\{ C^2 \left[\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda\rho_1}} \right] + S^2 \left[\frac{b_1}{\sqrt{2\lambda\rho_1}} \right] \right\}$$

ou bien

$$DP = \frac{\pi\lambda^2}{32ab} DE DH$$

(V.19)

V-5-INTERPRETATION DES RESULTATS :

Les courbes (V.3) et (V.5D) nous permettent de déduire que :

- la directivité est proportionnelle à la longueur ρ du cornet;
- chaque courbe présente pour des dimensions bien précises une directivité optimale.

D'après les résultats numériques et graphiques obtenus nous concluons que pour de mêmes dimensions le cornet sectoriel plan H est plus directif que le cornet sectoriel plan E .

CHAPITRE VI

REFLECTEURS

CHAPITRE VI

ANTENNES REFLECTEURS

VI-1-GENERALITES

L'analyse et la technologie des antennes réflecteurs ont connu un paroxysme durant la deuxième guerre mondiale, où de nombreuses variétés ont vu le jour; leurs utilisations en radio astronomie et en communications micro-ondes ont donné des résultats satisfaisants.

Bien que les antennes réflecteurs se présentent sous différentes géométries, les plus courantes sont les antennes dièdres et les réflecteurs en cuve (paraboloïde) ,ces derniers feront l'objet d'une étude analytique assez détaillée dans ce présent chapitre.

VI-2-ANTENNE DIEDRE

2-1-INTRODUCTION

L'antenne dièdre (antenne en coin) est l'adjonction de deux réflecteurs plans faisant un angle α entre eux. L'alimentation du réflecteur est souvent un dipôle ou des rayons de dipôle collinéaires placés en parallèles et distants de s (fig VI.1a). Dans beaucoup d'applications, et en particulier quand les dimensions de l'antenne sont négligeables, la surface de ces réflecteurs est souvent constituée de plaques métallique ou bien de grilles filaires (fig VI.1b) afin de diminuer la résistance du vent. Ce type d'antenne appartient à la famille dite à rayonnement transversal (broad-side).

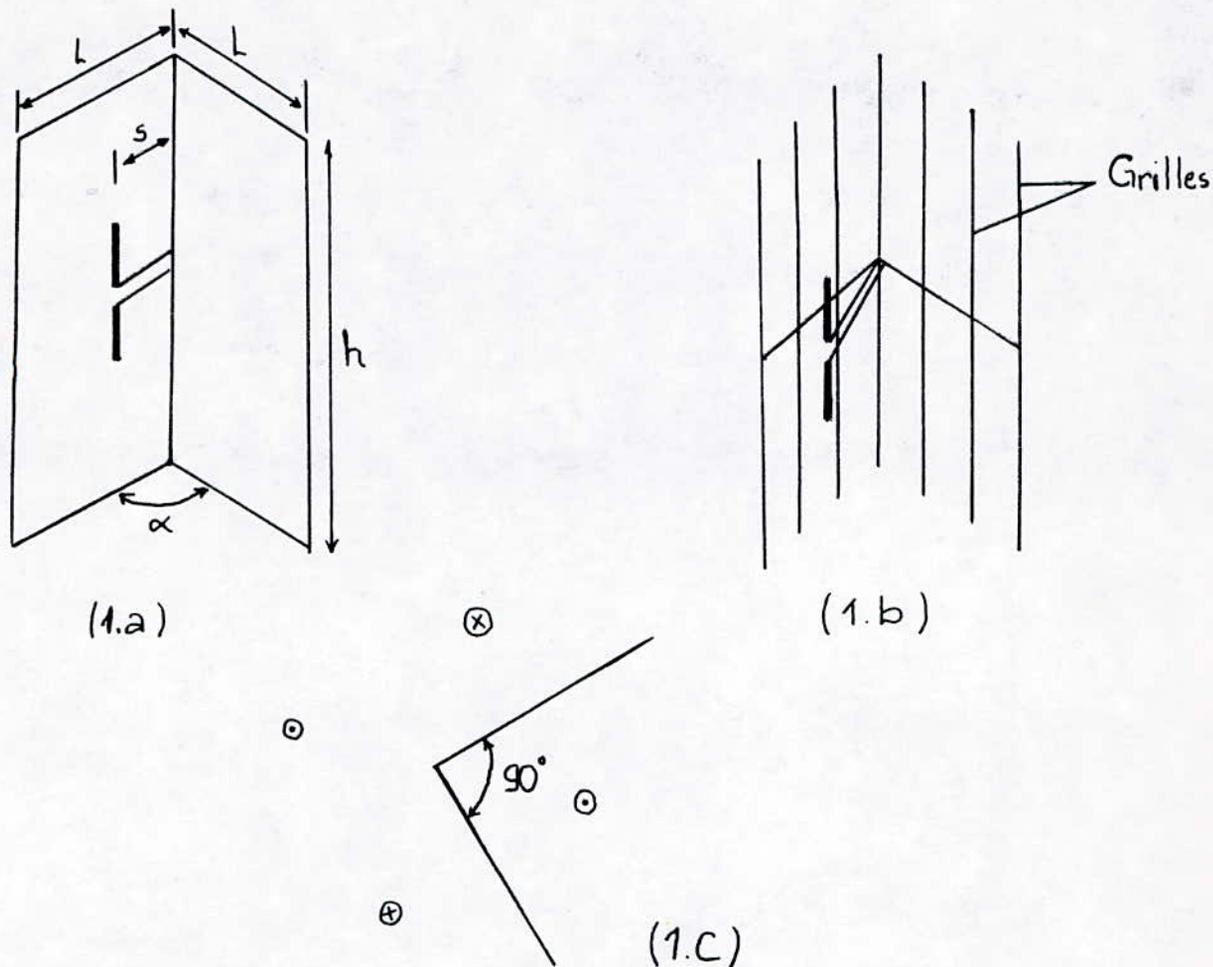


Figure VI.1

2-2-REFLECTEUR D'ONDE 90°

le réflecteur d'ondes 90° est ^{un} cas particulier de l'antenne dièdre en prenant l'angle $\alpha = 90^\circ$.

Considérons le réflecteur de la figure (VI.1a), le champ total du système peut être obtenu en sommant toutes les contributions des alimentations et leur image (fig VI.1c), ainsi :

$$E(r, \theta, \phi) = E_1(r_1, \theta, \phi) + E_2(r_2, \theta, \phi) + E_3(r_3, \theta, \phi) + E_4(r_4, \theta, \phi) \quad (\text{VI.1})$$

Le champ rayonné sera alors :

$$E(r, \theta, \phi) = 2I \cos(k s \sin \theta \cos \phi) - \cos(k s \sin \theta \sin \phi) \cdot F(\theta, \phi) \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (\text{VI-2})$$

$$\text{où } 0 < \phi < \alpha/2 ; 0 < \theta < \pi ; 2\pi - \alpha/2 < \phi < 2\pi$$

Soit E_0 le champ d'un élément isolé :

$$E_0 = f(\theta, \phi) \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (VI.3)$$

Alors, l'expression (VI.2) peut s'écrire :

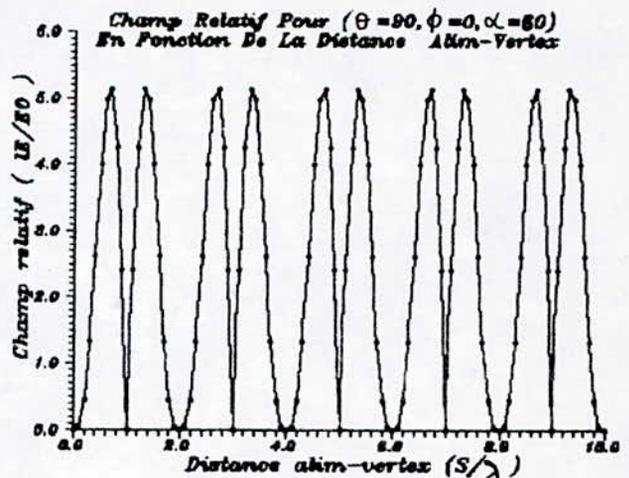
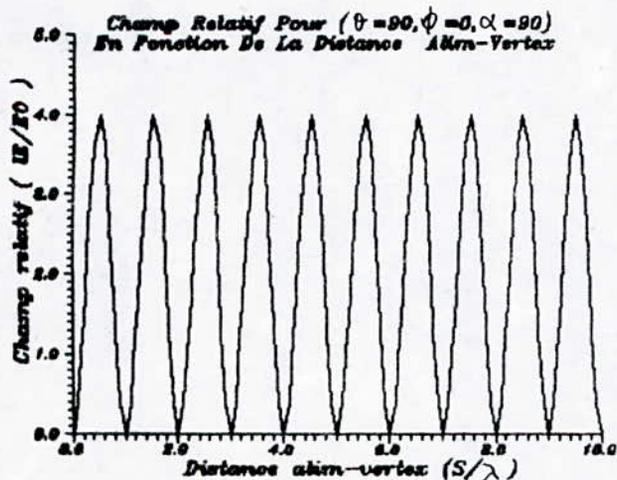
$$E/E_0 = AF(\theta, \phi) = 2[\cos(k a \sin\theta \cos\phi) - \cos(k a \sin\theta \sin\phi)] \quad (VI.5)$$

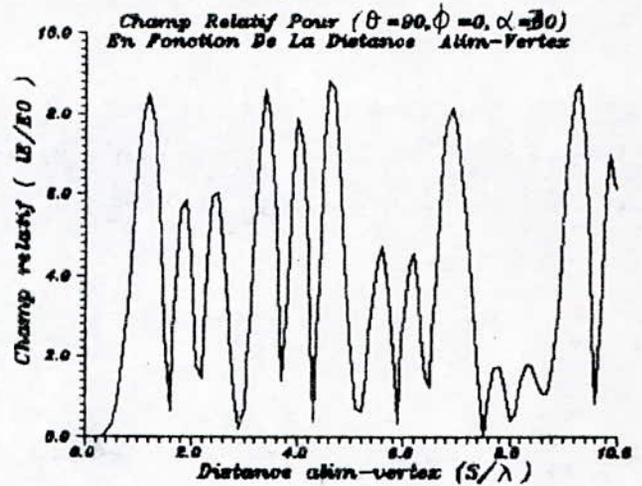
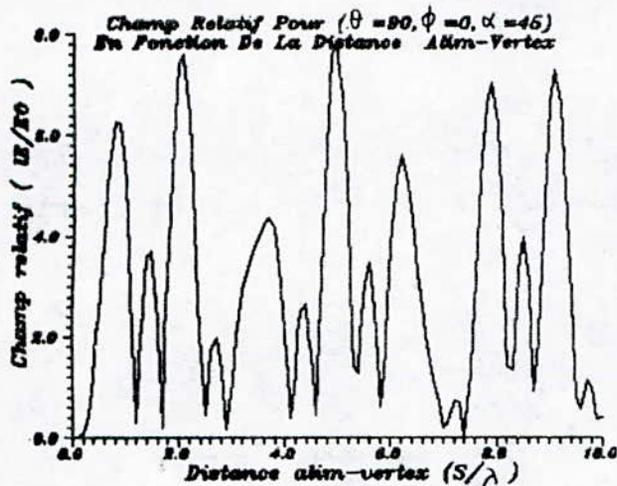
L'expression (5) représente non seulement le rapport champ total sur celui de l'élément isolé, mais aussi le facteur de réseau du système réflecteur tout entier.

pour $\theta = \pi/2$ la relation (VI.5) se réduit à :

$$E/E_0 = AF(\theta = 90^\circ, \phi) = 2[\cos(k a \cos\phi) - \cos(k a \sin\phi)] \quad (VI.6)$$

Le tracé du module du champ normalisé $|E/E_0|$ en fonction de s/λ pour $\alpha = 90^\circ, 60^\circ, 45^\circ, 30^\circ$ (fig VI.2) montre d'une part, qu'à chaque fin de période le champ s'annule tout en passant par des extrémums et d'autre part cette période augmente avec la diminution de l'angle α .

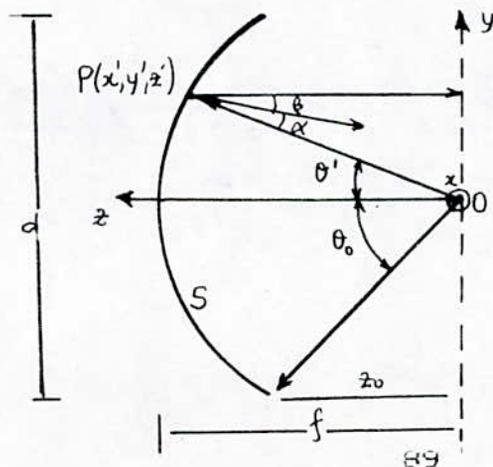




VI-3-REFLECTEUR PARABOLIQUE

3-1-INTRODUCTION :

La plupart des caractéristiques de rayonnement (rendement, polarisation, directivité etc...) du réflecteur peuvent être améliorées si la géométrie de sa surface est modifiée. On peut montrer en utilisant les lois de l'optique géométrique que si un faisceau de rayons parallèles est incident sur un réflecteur parabolique tout le rayonnement converge vers le foyer de celui-ci. Et inversement si une source est placée au foyer, les rayons réfléchis par le réflecteur vont émerger en un faisceau de rayons parallèles figure (VI.3b).



(Figure VI.3a)

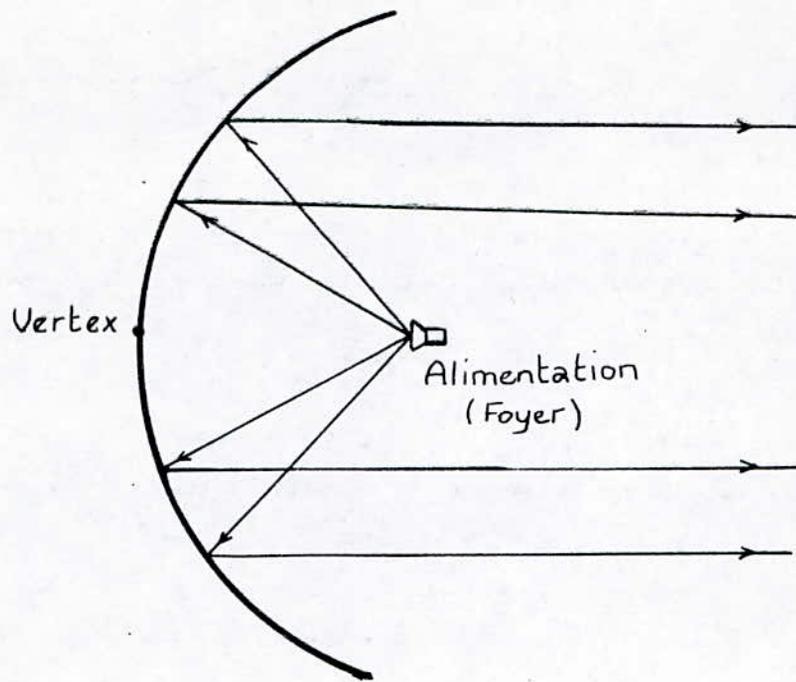


Figure VI.3b

3-2-CARACTERISTIQUE GEOMETRIQUE ET DENSITE DE COURANT INDUIT :

* L'expression très importante dans l'analyse des réflecteurs est celle reliant l'angle θ_0 avec le rapport f/d (VI.3a). A partir de la géométrie du réflecteur on a :

$$\theta_0 = \text{tg}^{-1} \left[\frac{(d/2)}{z_0} \right] \quad (\text{VI-7})$$

Où z_0 est la distance le long de l'axe du réflecteur séparant le foyer et le bord.

Sachant que :

$$z_0 = f^2/d / 16f$$

On aura :

$$\boxed{\frac{f}{d} = \frac{1}{4} \cot \theta \left[\frac{\theta_0}{2} \right]} \quad (\text{VI-8})$$

* Pour la détermination des caractéristiques de rayonnement (champ, gain, polarisation etc.) d'un réflecteur parabolique, la densité de courant induit sur la surface doit être connue.

Cette densité J peut être déterminée en utilisant :

$$J_s = n \times H = n \times (H_i + H_r) \quad (\text{VI-9})$$

Où H_i et H_r représentent respectivement les composantes incidente et réfléchie du champ magnétique évalué à la surface du conducteur, et n est le vecteur unitaire normal à celle-ci. Si la surface réfléchissante peut être approximée à une infinité de surface plane, nous pouvons écrire en utilisant la théorie des images [1] que :

$$n \times H_i = n \times H_r \quad (\text{VI.10})$$

ainsi (26) devient :

$$J_s = n \times H = n \times (H_i + H_r) = 2n \times H_i = 2n \times H_r \quad (\text{VI.11})$$

Si la surface réfléchissante est dans la région lointaine de la source générant les ondes incidentes, la relation (VI.11) devient:

$$J_s = 2n \times H_i \cong \frac{2}{\eta} [n \times (s_i \times E_i)] \quad (\text{VI.12})$$

ou

$$J_s = 2n \times H_r \cong \frac{2}{\eta} [n \times (s_r \times E_r)] \quad (\text{VI.12a})$$

Où η est l'impédance intrinsèque du milieu, s_i et s_r sont les vecteurs unitaires radiaux le long des rayons incidents et réfléchis (fig VI.4) et E_i et E_r sont les composantes incidente et réfléchie du champ électrique

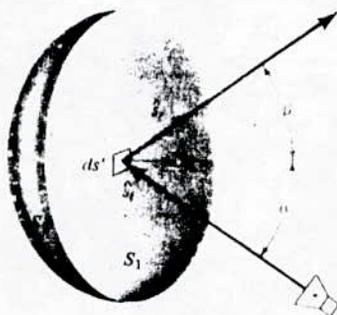


Figure VI.4

3-3-CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT :

3-3-1-Champ rayonné :

Il existe deux méthodes d'analyse des caractéristiques de rayonnement des réflecteurs, la méthode de distribution de courant et la méthode des ouvertures.

Pour la méthode des ouvertures, le champ réfléchi par la surface du paraboloïde est tout d'abord cherché sur le plan normal à l'axe du réflecteur passant par le foyer qui est appelé plan d'ouverture, pour effectuer cela on utilisera des techniques d'optique géométrique (fig VI.5). Des sources équivalentes sont ensuite formées sur ce plan et seront utilisées pour calculer le champ rayonné en supposant qu'il n'existe pas de sources en dehors de la projection de la surface du réflecteur sur ce plan.

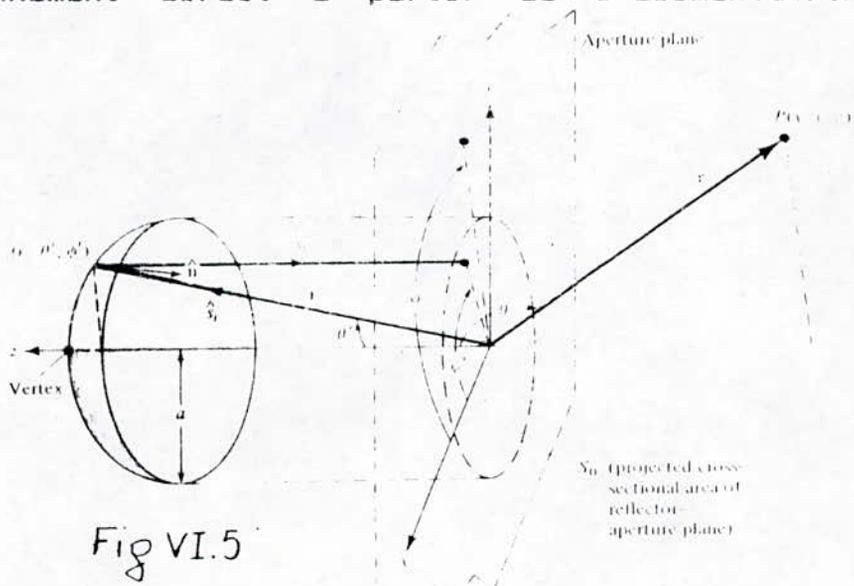
Pour la méthode de distribution de courant, l'approximation physique optique de la densité de courant induit J_s , donnée par (VI.11) est formulée sur le côté illuminé S_1 du réflecteur (figure VI.4). Cette densité est ensuite intégrée sur la surface du réflecteur pour obtenir le champ rayonné.

Pour le réflecteur de la figure (VI.4), des hypothèses communes aux deux méthodes sont supposées:

1-La densité de courant est nulle sur le côté obscur S_2 du réflecteur.

2-La discontinuité de la densité de courant le long du contour Γ du réflecteur est négligée.

3-Le rayonnement direct à partir de l'alimentation est négligé.



a-Méthode des ouvertures :

L'avantage de la méthode des ouvertures est que l'intégration sur le plan d'ouverture est calculée avec la même facilité pour n'importe quelle alimentation et à n'importe quelle position. Alors que pour la méthode de la distribution de courant l'intégration est d'autant plus complexe que l'alimentation a un diagramme asymétrique ou bien elle est placée en dehors de l'axe du réflecteur.

Supposons que la source, polarisée suivant Y avec une fonction de gain $G_f(\theta', \phi')$, est placée au foyer du réflecteur parabololoide. L'intensité de rayonnement de cette source est donnée par:

$$U(\theta', \phi') = \frac{P_t}{4\pi} G_f(\theta', \phi') \quad (\text{VI.13})$$

Où P_t est la puissance totale rayonnée.

$$U(\theta', \phi') = \frac{1}{2} \text{Re} [E(\theta', \phi') \times H^*(\theta', \phi')] = \frac{1}{2\eta} |E(\theta', \phi')|^2 \quad (\text{VI.14})$$

Où

$$|E(\theta', \phi')| = [2\eta U(\theta', \phi')]^{1/2} = \left[\eta \frac{P_t}{4\pi} G_f(\theta', \phi') \right]^{1/2} \quad (\text{VI.14a})$$

Le champ incident, avec une direction perpendiculaire à la distance radiale, s'écrit:

$$E(r', \theta', \phi') = \hat{e}_i \left[\eta \frac{P_t}{4\pi} G_f(\theta', \phi') \right]^{1/2} \frac{e^{-jkr'}}{r'} = \hat{e}_i C_1 \sqrt{G_f(\theta', \phi')} \frac{e^{-jkr'}}{r'} \quad (\text{VI.15})$$

où $C_1 = \left[\frac{\nu}{c} \right]^{1/4} \left[\frac{P_t}{2\pi} \right]^{1/2}$

\hat{e}_i est le vecteur unitaire perpendiculaire à \hat{a}'_r et parallèle au plan formé par \hat{a}'_x et \hat{a}'_y (figure VI.6)

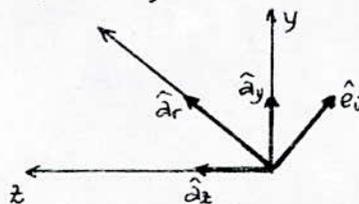


Figure VI.6

Sur la surface du réflecteur on a :

$$J_s = 2 \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} [n \times (s_i \times E_i)] = 2 \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} C_1 \sqrt{Gr(\theta', \phi')} \frac{e^{-jkr'}}{r'} u \quad (VI.16)$$

Avec

$$u = (n \times \hat{e}_i) \hat{a}'_r - (n \times \hat{a}'_r) \hat{e}_i$$

Pour trouver le champ d'ouverture E_{ap} sur le plan passant par le foyer, dû au courant réflecteur de (VI.16), le champ réfléchi E_r est :

$$E_r = \hat{e}_r C_1 \sqrt{Gr(\theta', \phi')} \frac{e^{-jkr'}}{r'} \quad (VI.17)$$

où

$$\hat{e}_r = \frac{\hat{a}_x \sin \phi' \cos \phi' (1 - \cos \theta') - \hat{a}_y (\sin^2 \phi' \cos \theta' + \cos^2 \phi')}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta' \sin^2 \phi'}} \quad (VI.18)$$

Donc, le champ à l'ouverture (plan passant par le foyer), est donné par :

$$E_{ap} = \hat{e}_r C_1 \sqrt{Gr(\theta', \phi')} \frac{e^{-jkr' (1 + \cos \theta')}}{r'} = \hat{a}_x E_{ax} + \hat{a}_y E_{ay} \quad (VI.19)$$

Où E_{ax} et E_{ay} représentent les composantes suivant x et y du champ réfléchi à travers l'ouverture.

Ainsi, les sources équivalentes s'écrivent :

$$J'_s = n \times H'_a = -\hat{a}_z \times \left[\hat{a}_x \frac{E_{ay}}{\eta} - \hat{a}_y \frac{E_{ax}}{\eta} \right] = \hat{a}_x \frac{E_{ax}}{\eta} - \hat{a}_y \frac{E_{ay}}{\eta} \quad (VI.20)$$

$$M'_s = -n \times E'_a = +\hat{a}_z \times \left[\hat{a}_x E_{ax} + \hat{a}_y E_{ay} \right] = -\hat{a}_x E_{ay} + \hat{a}_y E_{ax} \quad (VI.20a)$$

Le champ rayonné par l'antenne est calculé en appliquant la théorie des ouvertures (annexe 1). L'intégration est restreinte seulement sur la projection S_0 du réflecteur sur le plan d'ouverture :

$$E_{\theta_s} = \frac{jk e^{-kr}}{4\pi r} (1 - \cos\theta) \int_{S_0} \int (-E_{ax} \cos\phi - E_{ay} \sin\phi) \times e^{jk(x' \sin\theta \cos\phi + y' \sin\theta \sin\phi)} dx' dy'$$

(VI.21)

$$E_{\phi_s} = \frac{jk e^{-kr}}{4\pi r} (1 - \cos\theta) \int_{S_0} \int (-E_{ax} \sin\phi + E_{ay} \cos\phi) \times e^{jk(x' \sin\theta \cos\phi + y' \sin\theta \sin\phi)} dx' dy'$$

b-Méthode de la distribution de courant :

La méthode de la distribution de courant est utilisée avec une bonne approximation comparée à la méthode de l'optique géométrique; sa principale difficulté réside dans l'approximation de la densité de courant sur la surface de rayonnement.

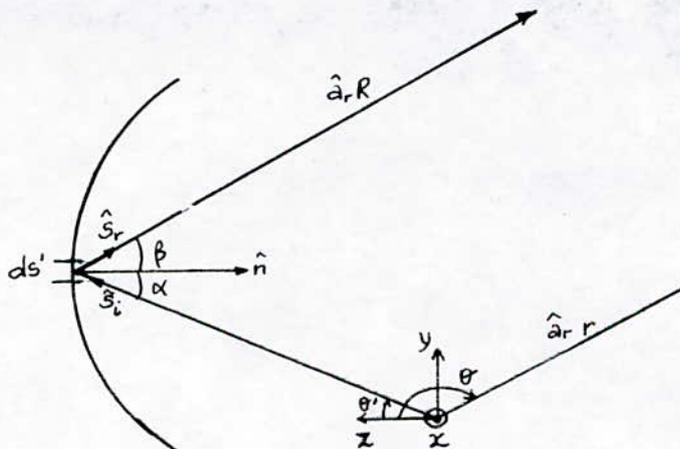


Figure VI.7

En utilisant les fonctions potentielles [annexe 2] et en se référant au système d'axes (figure VI.7), le champ EM rayonné par les sources sera donné par :

$$E = E_E + E_M = -j \frac{1}{4\pi\omega\epsilon} \int_V [(j \nabla) \nabla + k^2 J + j\omega\epsilon M * \nabla] \frac{e^{-jkR}}{R} dv' \quad (VI.22)$$

$$H = H_E + H_M = -j \frac{1}{4\pi\omega\epsilon} \int_V [(M \nabla) \nabla + k^2 M + j\omega\epsilon J * \nabla] \frac{e^{-jkR}}{R} dv'$$

Si la surface conductrice est fermée, l'expression du champ se réduit en prenant $M = 0$, ainsi, au lieu d'intégrer sur un volume, on intégrera sur une surface :

Alors :

$$E_s = -j \frac{\omega \mu}{4\pi r} e^{-jkr} \iint_S [J_s - (J_s \cdot \hat{a}_r) \hat{a}_r] e^{jkr' \cdot \hat{a}_r} dv' \quad (VI.23)$$

$$H_s = -j \frac{\omega \mu}{4\pi r} e^{-jkr} \iint_S [J_s * \hat{a}_r] e^{jkr' \cdot \hat{a}_r} dv'$$

La distribution de courant le long de la circonférence est discontinue (nulle sur la zone s2); Pour satisfaire l'équation de continuité, il faut introduire une distribution linéaire des charges appropriée le long de la circonférence Γ .

Les expressions (VI.23) nous permettent de calculer le champ rayonné par la surface de la parabole. Généralement le champ rayonné créé par les courants de la zone (2) est très faible comparé au champ total, ainsi lors des calculs on ne le prend pas en considération.

Le champ total du système peut être obtenu en superposant le rayonnement de la source primaire dans la direction θ ($\theta > \theta_0$) et celui de la surface de la parabole.

Le champ diffracté par le bord du réflecteur n'est pas pris en considération lors des calculs.

En se référant à la figure VI.14, le champ s'écrira :

$$E_{\theta} = -j \frac{\omega \mu}{4\pi r} e^{-jkr} \iint_{S_1} \hat{a}_{\theta} J_{\theta} e^{+jkr' \cdot \hat{a}_r} ds' \quad (VI.24)$$

$$E_{\phi} = -j \frac{\omega \mu}{4\pi r} e^{-jkr} \iint_{S_1} \hat{a}_{\phi} J_{\phi} e^{+jkr' \cdot \hat{a}_r} ds'$$

Et comme : $J_{\theta} = \frac{2}{\eta} [n \times (s_r \times E_r)]$

L'expression du champ rayonné est alors :

$$\begin{cases} E_{\theta} = -j \frac{\omega \mu}{2\pi r} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} C_1 e^{-jkr} \cdot I \\ E_{\phi} = -j \frac{\omega \mu}{2\pi r} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} C_1 e^{-jkr} \cdot I \end{cases} \quad (VI.25)$$

où $I = I_t + I_z$

$$I_t = -\iint \hat{a}_r \cos(\theta'/2) \frac{\sqrt{G_f(\theta', \phi')}}{r'} e^{-jkr[1 - \sin\theta \sin\theta' \cos(\phi - \phi') - \cos\theta \cos\theta']} \times r'^2 \sin\theta' \sec(\theta'/2) d\theta' d\phi'$$

$$I_z = -\hat{a}_z \iint (n \cdot \hat{a}_r) \cos(\theta'/2) \frac{\sqrt{G_f(\theta', \phi')}}{r'} e^{-jkr[1 - \sin\theta \sin\theta' \cos(\phi - \phi') - \cos\theta \cos\theta']} \times r'^2 \sin\theta' \sec(\theta'/2) d\theta' d\phi'$$

3-3-2- Diréctivité Et rendement d'Ouverture :

Dans la conception des antennes, la diréctivité est un élément très important, le but de ce chapitre est d'examiner la relation entre la diréctivité, le rendement d'ouverture et le rapport f/d du réflecteur. Pour simplifier les calculs, on supposera que la fonction du gain de la source $G_f(\theta', \phi')$ est circulairement symétrique (indépendant de ϕ') et que $G_f(\theta') = 0$ pour $\theta' > 90^\circ$.

En prenant le champ circulairement symétrique, polarisé linéairement suivant Y et en négligeant la contribution de la cross polarisation, Le champ (à la surface du réflecteur) est donné par :

$$E(r, \theta=\pi) = -j \frac{2\omega\mu f}{r} \left[\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{P_t}{2\pi} \right]^{1/2} e^{-jk(r+2f)} \int_0^{\theta_0} \sqrt{G_f(\theta')} \operatorname{tg}(\theta'/2) d\theta' \quad (\text{VI.26})$$

Sachant que :

$$r' = \frac{2f}{1 + \cos\theta'} = f \sec^2(\theta'/2) \quad \theta \leq \theta_0$$

L'intensité de rayonnement dans la direction ($\theta=\pi$) est donnée par :

$$U(\theta=\pi) = \frac{16\pi}{\lambda^2} f^2 \frac{P_t}{4\pi} \left| \int_0^{\theta_0} \sqrt{G_f(\theta')} \operatorname{tg}(\theta'/2) d\theta' \right|^2 \quad (\text{VI.27})$$

Ainsi, la directivité de l'antenne peut s'écrire :

$$D_s = \left[\frac{\pi d}{\lambda} \right]^2 \left[\cot^2(\theta_0/2) \cdot \left| \int_0^{\theta_0} \sqrt{G_f(\theta')} \operatorname{tg}(\theta'/2) d\theta' \right|^2 \right] \quad (\text{VI.28})$$

Le facteur $(\pi d/\lambda)^2$ est la directivité d'un rayonnement uniforme à ouverture de phase constante. La seconde partie de l'expression (28) est le rendement de l'ouverture défini par :

$$\epsilon_{ap} = \cot^2(\theta_0/2) \cdot \left| \int_0^{\theta_0} \sqrt{G_f(\theta')} \operatorname{tg}(\theta'/2) d\theta' \right|^2 \quad (\text{VI.29})$$

Pour illustrer la variation du rendement d'ouverture en fonction de $G_f(\theta')$ et de l'angle θ_0 du réflecteur, Silver a considéré différentes alimentations ayant des diagrammes définis par :

$$G_f(\theta') = \begin{cases} G_0^{(n)} \cos^n(\theta') & 0 \leq \theta' \leq \pi/2 \\ 0 & \pi/2 \leq \theta' \leq \pi \end{cases} \quad (\text{VI.30})$$

Où $G_0^{(n)}$ est une constante pour n donné et est déterminée par :

$$\iint G_f(\theta') d\Omega = \iint G_f(\theta') \sin\theta d\theta d\phi = 4\pi$$

Donc, pour de telles alimentations : $G_0^n = 2(n+1)$ (VI.31)

Pour différentes valeurs paires de n (2 à 8), les expressions de ϵ_{ap} correspondantes deviennent :

$$\epsilon_{ap} (n=2) = 24 \left[\sin^2(\theta./2) + \ln[\cos(\theta./2)] \right]^2 \cot^2(\theta./2)$$

$$\epsilon_{ap} (n=4) = 40 \left[\sin^4(\theta./2) + \ln[\cos(\theta./2)] \right]^2 \cot^2(\theta./2)$$

$$\epsilon_{ap} (n=6) = 14 \left[2 \ln[\cos(\theta./2)] + \frac{(1-\cos(\theta.))^3}{3} + \frac{1}{2} \sin^2(\theta.) \right]^2 \cot^2(\theta./2) \quad (VI.32)$$

$$\epsilon_{ap} (n=8) = 18 \left[\frac{1-\cos^4(\theta.)}{4} - 2 \ln[\cos(\theta./2)] - \frac{(1-\cos(\theta.))^3}{3} - \frac{1}{2} \sin^2(\theta.) \right]^2 \cot^2(\theta./2)$$

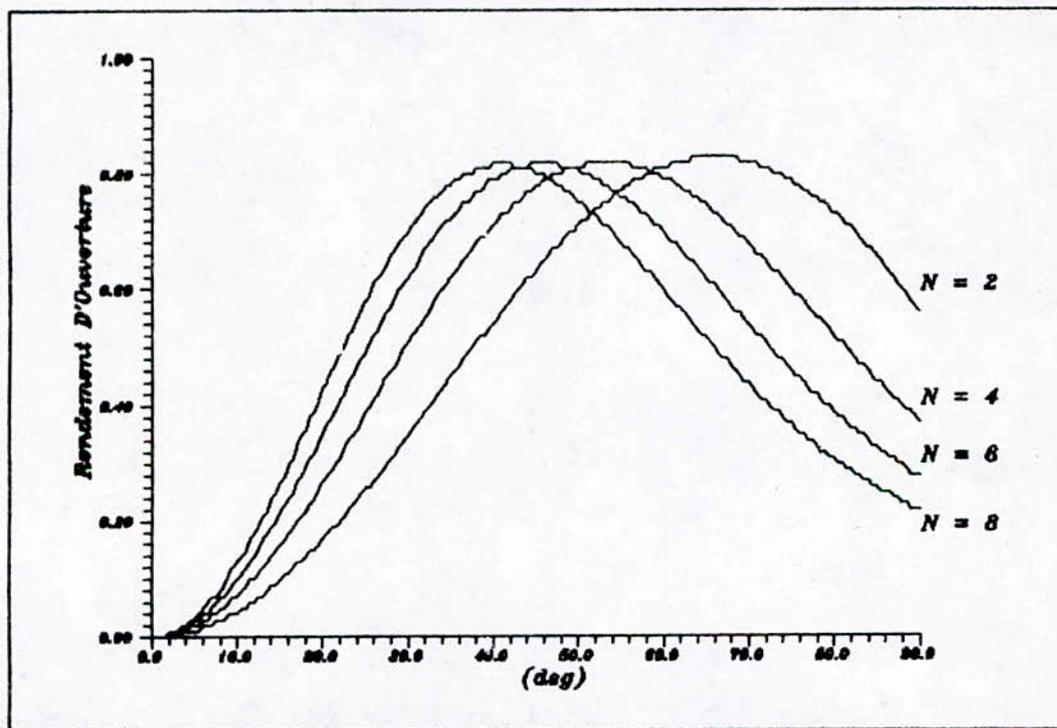


Figure VI.8 Rendement D'Ouverture En Fonction De L'Angle D'Ouverture Pour Differents N

Les variations de ϵ_{ap} comme fonction de l'angle θ_0 (fig 6), nous permettent d'affirmer que pour $Gf(\theta')$ donné (n constant) que :

- 1-Il y a seulement un réflecteur avec un rapport f/d donné qui conduit à un rendement d'ouverture maximum;
- 2-Quelque soit n , $(\epsilon_{ap})_{max}$ voisin de 82-83%;
- 3-Pour différents $Gf(\theta')$, $(\epsilon_{ap})_{max}$ est presque le même;
- 4-Plus $Gf(\theta')$ est directif (n augmente), l'angle θ_0 donnant $(\epsilon_{ap})_{max}$ diminue.

Le rendement d'ouverture est généralement le produit de:

1-Une fraction de la puissance totale rayonnée par l'alimentation, interceptée et dirigée par la surface réfléchissante (généralement connue comme étant le rendement d'ouverture de surplus ϵ_s).

2-Uniformité de la distribution d'amplitude sur la surface du réflecteur (ϵ_t).

3-Uniformité de la phase du champ sur le plan d'ouverture (ϵ_p).

4-Uniformité de la polarisation du champ sur le plan d'ouverture (ϵ_x).

5-Blocage (ϵ_b).

6-Erreur aléatoire sur la surface du réflecteur (ϵ_r).

Donc en général :

$$\epsilon_{ap} = \epsilon_s \cdot \epsilon_t \cdot \epsilon_p \cdot \epsilon_x \cdot \epsilon_b \cdot \epsilon_r \quad (VI.33)$$

Pour des alimentations avec des diagrammes symétriques on a :

$$\epsilon_s = \frac{\int_0^{\theta_0} Gf(\theta') \sin \theta' d\theta'}{\int_0^{\pi} Gf(\theta') \sin \theta' d\theta'} \quad (VI.34)$$

$$\epsilon_t = 32 \left[\frac{f}{d} \right]^2 \frac{\left| \int_0^{\theta_0} \sqrt{Gf(\theta')} \operatorname{tg}(\theta'/2) d\theta' \right|^2}{\int_0^{\theta_0} Gf(\theta') \sin \theta' d\theta'} \quad (VI.35)$$

Les deux principaux facteurs contribuant au rendement ϵ_{ap} sont les pertes du surplus et de la non uniformité de la distribution d'amplitude.

Du fait que ces pertes dépendent essentiellement de l'alimentation, un compromis entre ϵ_s et ϵ_t doit s'établir.

On pourrait avoir un ϵ_s grand par un faisceau étroit avec des lobes secondaires faibles et ϵ_t petit.

Un rayonnement uniforme et un ϵ_t idéal peuvent être obtenus quand $G(\theta')$ est donné par :

$$G(\theta') = \begin{cases} \sec^4(\theta'/2) & 0 \leq \theta' \leq \theta_s \\ 0 & \theta' \geq \theta_s \end{cases} \quad (\text{VI.35})$$

Les résultats obtenus avec les champs de (VI.30) doivent être pris comme types du fait qu'on a supposé que:

- 1-L'intensité du champ pour $\theta' > 90^\circ$ est nulle.
- 2-Le champ est placé au centre de phase du système.
- 3-Ces champs sont symétriques.
- 4-Il n'y a pas de superposition des composantes du champ.
- 5-Il n'y a pas de blocage.
- 6-Il n'y a pas d'erreur aléatoire à la surface du réflecteur.

Chaque facteur peut avoir un effet significatif sur le rendement. En pratique le rendement max des réflecteurs est entre 65-85 % .

3-3-3- Erreurs De Phases :

Pour une variation de phase au dessus de l'ouverture de l'antenne, on peut avoir une diminution significative dans la directivité. Pour un système de réflecteurs paraboloides; les erreurs de phase résultent de:

- 1-Déplacement de la phase centrée du champ du foyer.
- 2-Déviaton de la surface du réflecteur par rapport à la forme parabolique ou erreurs aléatoires à la surface .

L'effet de déplacement de la phase centrée du champ peut être réduit en localisant d'abord cette phase puis en la plaçant au foyer du réflecteur.

Des expressions très simples ont été dérivées pour prédire la perte en directivité pour des ouvertures rectangulaires et

circulaires quand les valeurs des pics de la déviation de phase sont connues. Quand les erreurs de phase sont supposées être relativement faibles, il n'est pas nécessaire de connaître l'amplitude exacte la fonction de distribution de phase au dessus de l'ouverture.

Puisque le maximum de radiation se trouve le long de l'axe du réflecteur, et que la variation maximale de phase sur l'ouverture est donnée par :

$$|\Delta\phi(z)| = |\phi(\bar{z}) - \phi(z)| \leq m-1 \leq z \leq 1 \quad (64)$$

où $\phi(z)$ est la fonction de l'angle de phase, et $\overline{\phi(z)}$ est la valeur moyenne, ainsi le rapport des directivité avec et sans erreurs de phases écrit :

$$\frac{D}{D_0} = \frac{\text{Directivité avec erreur de phase}}{\text{Directivité sans erreur de phase}} \geq \left[\frac{2 - m^2}{2} \right]^2 \quad (VI.36)$$

Alors que le taux de réduction maximale est :

$$\frac{\Delta D}{D_0} = \frac{D_0 - D}{D_0} \leq m^2 \left[\frac{4 - m^2}{4} \right] \quad (VI.37)$$

V-4-ANTENNE CASSEGRAIN

Afin d'améliorer les performances des réflecteurs micro-ondes utilisés dans la transmission par satellite, on a proposé l'usage d'un système à deux réflecteurs.

4-1- Caractéristiques géométriques et principe de fonctionnement:

L'antenne cassegrain comprend trois éléments principaux :

- une source primaire essentiellement de type cornet;
- un réflecteur principal paraboloidal de révolution;
- un réflecteur auxiliaire appelé également sub-réflecteur.

Il existe plusieurs types d'antennes cassegrain suivant la géométrie du réflecteur auxiliaire : hyperboloidal, plate ou ellipsoidal (fig VI.9).

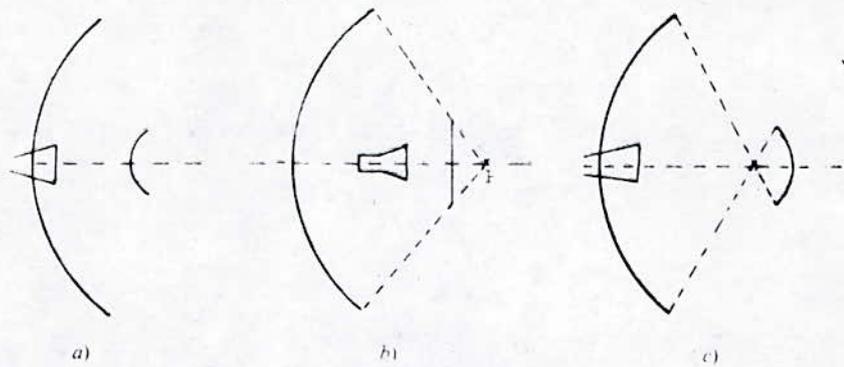


Fig VI.9

Pour notre part nous étudierons l'antenne cassegrin à réflecteur auxiliaire hyperboloidal (fig VI.10).

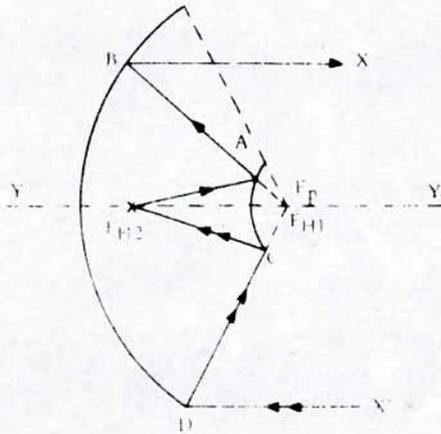


Fig VI.10

Il présente :

-Un miroir principal M qui est un paraboloïde de foyer F_p
avec $f:OF_p$ distance focale de ce paraboloïde
 $D:LM$ diamètre de ce paraboloïde,

-Un miroir auxiliaire M' qui est un hyperboloïde de foyers F_{H1}, F_{H2}

avec $F_1=OF_{H1}$ et $F_2=OF_{H2}$ distances focales de cet hyperboloïde.

$d=L'M'$ diamètre de l'hyperboloïde.

-L'agrandissement de l'antenne cassegrin est défini par le rapport:

$$m = f_2/f_1 = \frac{\operatorname{tg}(\phi_0/2)}{\operatorname{tg}(\alpha_0/2)} \quad (\text{VI.38})$$

Le diamètre d du miroir auxiliaire est donné par la relation:

$$D/\lambda = m \left[1 + \frac{1}{m} (1 - \tan^2(\phi_0/2)) - \frac{1}{m^2} \tan^2(\phi_0/2) \right] \frac{f}{f_1 + f_2} \quad (VI.39)$$

* Principe de fonctionnement :

Soient F_{H1} et F_{H2} , Les deux foyers de l'hyperboloïde (Fig VI.10) Celui-ci est placé de telle manière que son foyer F_{H1} soit confondu avec le foyer F_p du réflecteur principal.

Une source ponctuelle, placée au second foyer F_{H2} , émet un rayon $\overline{F_{H2}A}$. Suivant le principe d'optique géométrique, ce rayon se réfléchit comme sur le hyperboloïde comme si le rayon incident provenait du foyer F_{H1} . Soit \overline{AB} , ce rayon, il se réfléchit sur le réflecteur principal, et comme F_{H1} est confondu avec le foyer F_p du réflecteur principal, ce rayon sort parallèlement à l'axe zz' . Ce principe reste valable pour la réception.

Soient G_0 le gain du paraboloïde de diamètre D et de surface S et G' le gain de l'antenne cassegrain compte tenu de l'effet d'ombre du réflecteur auxiliaire, de diamètre d et de surface S' :
 $G'/G_0 = (S - S')/S = 1 - S'/S = 1 - (d/D)^2$

VI-5-PROGRAMME D'ANALYSE D'UN REFLECTEUR :

5-1-Description du programme

Le programme calcule les performances d'une antenne parabolique.

Les paramètres d'entrée sont:

- La fréquence d'utilisation en MHz.
- Le diamètre du réflecteur.
- Le rapport f/d , f étant la distance focale du réflecteur.

-Les caractéristiques de la source.

Les paramètres de sortie sont:

- Le rendement d'illumination.

- Le gain de l'antenne.
- Le gain normalisé de l'antenne.
- La directivité.
- L'angle d'ouverture à -3 dB.

Dans le programme, le modèle de source est donné sous la forme de $G(\theta') = 2(n+1) \cos^n(\theta')$ pour $n=2,4,6,8$.

L'utilisateur peut spécifier l'angle d'ouverture à -3 dB ou à -10 dB de l'antenne; Dans ce cas le programme sélectionne une valeur qui donne un angle d'ouverture proche de la spécification indiquée.

5-3-Utilisation du programme

Tout d'abord on introduit le diamètre du réflecteur, la fréquence de travail et le rapport f/d . Puis il faudra sélectionner le modèle de la source.

A partir de ces données, le programme calcule et affiche les rendements, le gain, la directivité et l'angle d'ouverture.

5-4-APPLICATION :

On prend un réflecteur de diamètre 10m avec $f/d=0.5$ opérant à 3 GHz, le modèle de la source peut être évalué pour $n = 2$

DONNEES DE L'ANALYSE :

Le diamètre du réflecteur en (m).....D =	10.00
Le rapport F/D	0.50
La fréquence en (MHz)	f = 3000.00

RESULTATS DE L'ANALYSE

CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT

LE RENDEMENT DE L'ILLUMINATION	0.78
LE GAIN DE L'ANTENNE EST DE	58085.65
LE GAIN NORMALISE EST DE	0.59
LE RENDEMENT DE L'OUVERTURE EST DE	0.75
LA DIRECTIVITE DE L'ANTENNE EST DE..	48.70 dB
L'ANGLE D'OUVERTURE A -3 dB.....	0.67

CONCLUSION

CONCLUSION

L'objectif de ce travail consistait à faire une analyse assez profonde des antennes, puis élaborer un logiciel à partir des modèles mathématiques des différentes caractéristiques électriques .

A cet effet nous avons utilisé diverses méthodes d'analyse en l'occurrence la méthode de la ligne de transmission et la méthode de la cavité résonnante appliquées aux antennes imprimées ; la méthode de la fem induite et la méthode des moments pour déterminer l'impédance d'entrée des antennes filaires .

Cette variété de méthodes nous a permis d' avoir une vision claire sur les avantages et les inconvénients de chacune d'elles d'une part, et d'autre part de valider nos résultats qui restent tout à fait comparables avec des résultats obtenus avec d'autres méthodes .

Nous espérons que notre humble travail servira de support à d'autres études .

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Constantine A. Balanis.
Antenna analysis and design .
HARPER & ROW Publishers, Inc (1982).
- [2] David M. Pazar.
Antenna design using PC
ARTECH HOUSE, Inc (1985).
- [3] L. Eyraud, G. Grange, H. Ohanessian.
Théories et techniques des antennes
vuibert (1973)
- [4]
Conception et réalisation d'antennes microruban
Memoire-licence en sciences appliquées 87-88
U. de Louvain
- [5] R S Elliot.
Antennas theory and design
(1981).
- [6] T.K. Sarkar.
Note sur le choix des fonctions de poids dans la M.M
IEEE AP 33 N°4, pp 436, Avril 1985
- [7] KEITH.R. CARVER
Microstrip antenna technology
IEEE AP 29 N°1, pp 2-24, Janvier 1981
- [8] A. ZERGUERRAS , G. DUBOST
Analyse d'antenne imprimées multicouches de forme
quelconque à axe de symétrie en mode quasi TEM
L'onde électrique VOL 71 N°1; JAN-FEV 91

[9] A.ZERGUERRAS .

Contribution à l'étude d'antenne de forme quelconque multicouche à large bande. Application à l'antenne plaque circulaire avec directeur.

Thèse de doctorat Es Sciences ENP (1990)

[10] D.Roubertou, F.Paladian, J.P.Plumey, J.Fontaine.

Impédance d'entrée des antennes filaires.

Annales télécommunications 39 n°9-10, (1984).

[11] T.K.Sarkar, A.R.Djordjevic and E.Arvas.

Synthèse sur le choix des fonctions de développement et de poids dans la solution numérique

IEEE AP 33 pp 988, septembre 1985

[12] J.P.Daniel.

Conception des antennes imprimées .

conférence ENP (1990)

[13]

Synthèse de reseaux linéaires d'antennes à lobes secondaires réduits et très réduits

Thèse de fin détude ENP janvier 1988

[14] Nhu bui Hai.

Antennes Micro-ondes

MASSON (1978)

ANNEXES

ANNEXE I :

THEORIE DES OUVERTURES

A-PRINCIPE D'EQUIVALENCE DE SCHELKUNOFF :



Figure 1

Le problème consiste à déterminer le champ rayonné en un point M tout en connaissant le champ électromagnétique à la surface S. Les sources réelles du champ EM sont remplacées par une série de sources équivalentes fictives réparties sur la surface S entourant la source réelle.

I-Enoncé du principe:

* Considerons une surface S telle que : (Fig.1)

- (S) : surface fermée divisant un milieu homogène en deux domaines.
- Ω : domaine intérieur contenant les sources réelles (J, J_m, ρ, ρ_m).
- Ω_0 : domaine extérieur libre de toutes charges.
- (J, J_m, ρ, ρ_m) : sources réelles créant dans tout l'espace $(\Omega) \cup (\Omega_0)$ les champs (\vec{E}, \vec{H}) .

* Problème d'équivalence dans (Ω_0)

Hypothèse: on supprime les sources J, J_m, ρ, ρ_m dans Ω_0 et on postule dans ce domaine l'existence d'un champ \vec{E}, \vec{H} tout en maintenant \vec{E}_1, \vec{H}_1 dans Ω , alors nous aurons une discontinuité du champ EM à la traversée de la surface S qui doit satisfaire les conditions aux limites (sur les composantes tangentielles), afin que le champ EM dans Ω_0 et Ω soit une solution des équations de MAXWELL; ainsi on postulera l'existence de sources équivalentes (fictives) sur S : J, J_m, ρ, ρ_m .

Les conditions aux limites :

$$\begin{aligned}
 J_s &= \vec{n} \wedge (\vec{H}_1 - \vec{H}) \\
 J_{ms} &= -\vec{n} \wedge (\vec{E}_1 - \vec{E}) \\
 \rho_s &= \epsilon \vec{n} \cdot (\vec{E}_1 - \vec{E}) \\
 \rho_{ms} &= \vec{n} \cdot (\vec{H}_1 - \vec{H})
 \end{aligned}$$

Ces sources équivalentes doivent satisfaire :

$$\begin{cases}
 \nabla_t J_s + j\omega \rho_s = 0 \\
 \nabla_t J_{ms} + j\omega \rho_{ms} = 0
 \end{cases}$$

avec $\nabla = \nabla_t + \nabla_n$

Ces sources (fictives) dites sources HUYGENS peuvent être considérées comme créatrices de champ EM (\vec{E}_1, \vec{H}_1) dans Ω_0 et (\vec{E}, \vec{H}) dans Ω_1 .

* Une fois les champs tangentiels \vec{E}_t, \vec{H}_t à la surface sont déterminés, on peut affirmer que E_1 et H_1 dans Ω_0 représentent l'unique solution du problème (théorème de l'unicité).

A l'intérieur du domaine ω_1 le champ EM n'est plus le champ initial, donc les sources équivalentes ne le sont que pour la région Ω_0 . Le champ (\vec{E}, \vec{H}) peut être quelconque, pour aboutir au principe d'équivalence de LOVE on le choisira nul.

B-PRINCIPE D'EQUIVALENCE DE LOVE :

La liberté du choix de \vec{E}, \vec{H} dans Ω_1 nous permet d'adapter une structure simple (champ constant ou nul) dans ces conditions les expressions 9-1 deviennent:

$$J_s = \vec{n} \wedge \vec{H}_1$$

$$J_{ms} = -\vec{n} \wedge \vec{E}_1$$

$$\rho_s = \epsilon_0 \vec{n} \cdot \vec{E}_1$$

$$\rho_{ms} = \vec{n} \cdot \vec{H}_1$$

La valeur choisie $\vec{E} = \vec{H} = 0$ ne change pas si le milieu (Ω_1) est remplacé par un autre milieu.

* (Ω_1) conducteur parfait : les densités de courant (3) se réduisent à :

$$\begin{cases}
 J_s = 0 & \text{(sur électrique)} \\
 J_{ms} = -\vec{n} \times \vec{E}_1
 \end{cases}$$

Dans ces conditions on ne peut utiliser l'expression du potentiel vecteur A car J_s est court-circuitée par le conducteur parfait, donc, le champ rayonné est dû seulement à J_{ms} .

* (Ω_1) conducteur magnétique parfait : les expressions 3 deviennent

$$\begin{cases} J_s = \vec{n} \times E_1 \\ J_{ms} = 0 \text{ (mur magnétique)} \end{cases}$$

dans ce cas, le vecteur potentiel magnétique A_m ne peut être utilisé.

Les potentiels vecteurs et scalaires s'écrivent :

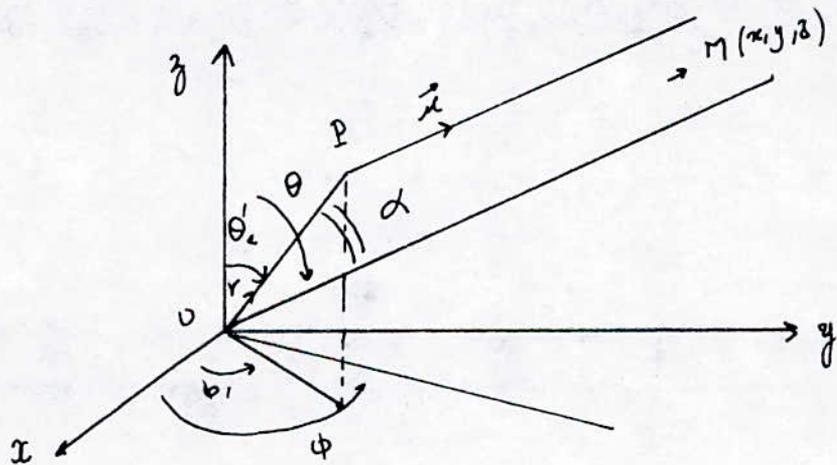
$$A = \frac{\mu}{4\pi} \iint J_s \psi ds$$

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint \rho_s \psi ds$$

$$A_m = \frac{\epsilon_0}{4\pi} \iint J_m \psi ds$$

$$\phi_m = \frac{1}{4\pi\mu_0} \iint \rho_m \psi ds$$

où $\psi = \frac{e^{-ikr}}{r}$ et $R = r - r'$ (figure)



Les expressions du champ EM sont données par :

$$\begin{cases} E(M) = -j \omega A - \nabla_M \phi - \frac{1}{\epsilon r} (\nabla_M \times A_m) \\ H(M) = -j \omega A_m - \nabla_M \phi_m - \frac{1}{\mu} (\nabla_M \times A_m) \end{cases}$$

$$E = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} \left\{ (\vec{n} \cdot \vec{E})_{\Sigma} \vec{\nabla}_p \psi + (\vec{n} \times \vec{E}) \times \vec{\nabla}_p \psi - j\mu_0 \omega (\vec{n} \times \vec{H})_{\Sigma} \psi \right\} dS$$

$$H = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} \left\{ (\vec{n} \cdot \vec{H})_{\Sigma} \vec{\nabla}_p \psi + (\vec{n} \times \vec{H}) \times \vec{\nabla}_p \psi - j\mu_0 \omega (\vec{n} \times \vec{E})_{\Sigma} \psi \right\} dS$$

Sachant que :

$$\begin{aligned} (\vec{n} \cdot \vec{E})_{\Sigma} &= \frac{\rho_s}{\epsilon} , & (\vec{n} \cdot \vec{H})_{\Sigma} &= \rho_{ms} , \\ (\vec{n} \times \vec{E})_{\Sigma} &= -\vec{J}_{ms} , & (\vec{n} \times \vec{H})_{\Sigma} &= \vec{J}_s \end{aligned}$$

$$\begin{cases} \nabla_{\Sigma} \cdot \vec{J}_s + j\omega \rho_s = 0 \\ \nabla_{\Sigma} \cdot \vec{J}_{ms} + j\omega \rho_{ms} = 0 \end{cases}$$

Les expressions du champ EM deviennent :

$$E(M) = \frac{1}{4\pi j \epsilon \omega} \iint_{\Sigma} \left\{ (k^2 \vec{J}_s \psi + (\vec{J}_s \cdot \nabla_p) (\nabla_p \cdot \psi) - i\omega \epsilon_0 \vec{J}_{ms} \times \nabla_p \psi \right\} dS$$

$$H(M) = \frac{1}{4\pi j \mu \omega} \iint_{\Sigma} \left\{ (k^2 \vec{J}_{ms} \psi + (\vec{J}_{ms} \cdot \nabla_p) (\nabla_p \cdot \psi) - j\omega \mu_0 \vec{J}_s \times \nabla_p \psi \right\} dS$$

ANNEXE II:

RAYONNEMENT DES OUVERTURES PLANES :

I-GENERALITES:

La détermination du champ rayonné par une ouverture plane consiste à la considérer comme une surface S_0 découpée dans un écran plan Σ sur lequel arrive une onde EM incidente, le champ E est déterminé sur l'autre partie du plan, on peut considérer que les sources équivalentes (HYGENS) sont réparties à l'intérieur de S_0 ; le champ en un point M appartenant à Ω_0 résulte de la contribution de rayonnement de ces sources équivalentes.

II-OUVERTURE DE FORME QUELCONQUE :

Soit à déterminer le champ rayonné par une ouverture plane dans le plan xoy (figure), où :

$P(x',y',z')$: point de la source

$E_0(x',y')$, $h(x'',y')$: champ EM tangent à la surface S au point P

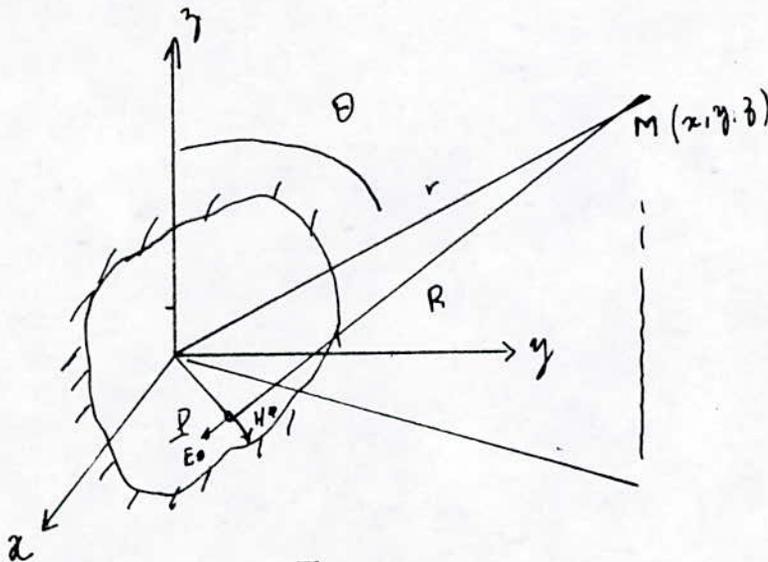


Figure. 1

Le champ EM s'écrit :

$$E_0(x', y') = E_{0x}(x', y') \vec{x}' + E_{0y}(x', y') \vec{y}'$$

$$H_0(x', y') = H_{0x}(x', y') \vec{x}' + H_{0y}(x', y') \vec{y}'$$

avec :

$$\vec{OP} = \vec{r}' = \sin(\theta) \cos(\phi) \vec{x}' + \sin(\theta) \sin(\phi) \vec{y}' + \cos(\theta) \vec{z}'$$

$$k \vec{r}' \vec{r}' = k(\sin(\theta) \cos(\phi) \vec{x}' + \sin(\theta) \sin(\phi) \vec{y}')^2$$

Les composantes E_{0x}, E_{0y}, H_{0x} et H_{0y} sont de la forme :

$$E_{0x} = A(x', y') e^{jk(x', y')}$$

pour simplifier le formalisme mathématique, on introduit les transformées de FOURIER de ces illuminations :

Alors on aura :

$$P = \iint_{S_0} E_0(x', y') e^{jk \vec{r}' \vec{r}'} ds$$

$$Q = \iint_{S_0} H_0(x', y') e^{j \vec{r}' \vec{r}'} ds$$

avec :

$$\vec{P} = P_x \vec{x}' + P_y \vec{y}' \quad ; \quad \vec{Q} = Q_x \vec{x}' + Q_y \vec{y}'$$

Le passage en coordonnées sphériques nous permet d'écrire les trois formulations du champ lointain (sources EM, source électrique seule, source magnétique) selon le mode d'équivalence adopté.

* Principe d'équivalence de LOVE : (sources électrique et magnétique) :

Sachant que :

$$E(M) = j \frac{1}{4\pi r} e^{-jkr} \iint_{S_0} \left\{ [\vec{z}' \times E_0] \times \vec{r}' + Z \left\{ [\vec{z}' \times H_0] \times \vec{r}' \right\} \times \vec{r}' \right\} e^{jkr' r'} ds$$

et

$$E(M) = E_\theta(M) \vec{\theta} + E_\phi(M) \vec{\phi}$$

alors :

$$E_\theta(M) = j \frac{k}{4\pi r} e^{-jkr} (P_x \cos(\phi) + P_y \sin(\phi) + Z \cos(\theta) [Q_y \cos(\phi) - Q_x \sin(\phi)])$$

$$E_\phi(M) = j \frac{k}{4\pi r} e^{-jkr} [\cos(\theta) (P_x \cos(\phi) - P_y \sin(\phi)) - Z (Q_y \sin(\phi) + Q_x \cos(\phi))]$$

$$E_r(M) = 0$$

La connaissance des champs au niveau de la surface permet de calculer les quatre transformées de FOURIER (P_x, P_y, Q_x, Q_y), une fois substituées dans () donnent le champ rayonné au point M

* Cas où le champ présente une structure TEM / oz :

L'hypothèse de l'optique géométrique nous permet d'écrire :

$$\vec{H}_0(x', y') = \vec{z} \times \vec{E}_0(x', y')$$

Sur la surface S_a (figure), le champ E_0 est supposé être le champ incident, non perturbé par l'effet de la diffraction et présentant une structure plane avec polarisation quelconque .

Les champs varient en régime harmonique :

$$\vec{z} \cdot \vec{H} = \vec{z} \times \vec{E}$$

Les expressions () deviennent :

$$E_\theta(M) = j \frac{1}{4\pi r} e^{-jkr} (1 + \cos(\theta)) [P_x \cos(\phi) + P_y \sin(\phi)]$$

$$E_\phi(M) = j \frac{1}{4\pi r} e^{-jkr} (P_y \cos(\theta) + P_x \sin(\theta))$$

$$H_\theta(M) = -E_\phi/Z$$

$$H_\phi(M) = E_\theta/Z$$

* Directivité :

$$D(r) = 4\pi \frac{U(r)}{Pr} = \frac{U(r)}{U_{iso}}$$

$$D(r) = \frac{k^2}{32\pi^2} (1 + \cos\theta)^2 || P ||^2$$

Approximation : on calcule Pr par intégration du vecteur à travers S_a .

$$Pr = \iint || E_a(x', y') ||^2 dx' dy'$$

do

$$D(\vec{r}) = \frac{\pi}{\lambda^2} (1 + \cos(\theta)) \frac{|| \iint_{S_a} E_a(x', y') e^{jkr \cdot r} dx' dy' ||^2}{\iint_{S_a} || E_a(x', y') ||^2 dx' dy'}$$

ANNEXE 3

* Intégrales de FRESNEL :

$$C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi}{2} \tau^2\right) d\tau$$

$$S(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{\pi}{2} \tau^2\right) d\tau$$

**

$$Si(x) = \int_0^x \frac{\sin(\tau)}{\tau} d\tau$$

$$Ci(x) = -\int_x^{\infty} \frac{\cos(\tau)}{\tau} d\tau$$

$$Cin(x) = \int_0^x \frac{1 - \cos(\tau)}{\tau} d\tau$$

Approximation des Ci et Si :

Pour $x < 1$

$$Si(x) = x - \frac{x^3}{18} + \frac{x^5}{600} - \frac{x^7}{35280}$$

$$Ci(x) = 0.577216 + \ln(x) - \frac{x^3}{4} + \frac{x^4}{96} - \frac{x^6}{4320}$$

Pour $x \geq 1$

$$Si(x) = \frac{\pi}{2} - f(x) \cos(x) - g(x) \sin(x)$$

$$Ci(x) = f(x) \cos(x) - g(x) \sin(x)$$

où :

$$f(x) = \frac{1}{x} \left[\frac{x^4 + 7.24116 x^2 + 2.46396}{x^4 + 9.06858 x^2 + 7.15743} \right]$$

$$g(x) = \frac{1}{x^2} \left[\frac{x^4 + 7.54748 x^2 + 1.56407}{x^4 + 12.72368 x^2 + 15.72361} \right]$$