

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université MOULOUD MAMMARI DE TIZI OUZOU

Faculté de Génie Electrique et d'Informatique



Département d'Electronique.

MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

**En Vue de l'Obtention du Diplôme d'Ingénieur d'Etat
en Electronique.**

Option : Communication.

THEME

*Etude de l'antenne patch
rectangulaire par le modèle
de la cavité*

Présenté par :

Melle. ABDELLAOUI WAHIBA.

Melle. CHERGUI FARIDA.

Encadré par :

Mr. H. KANANE.

Promotion 2012

Remerciements

Nous tenons à remercier tout d'abord DIEU le tout puissant qui nous a donné, durant toutes ces années, la santé, le courage pour arriver à ce jour.

Nous ne pouvons, réellement, trouver les expressions éloquentes que mérite notre encadreur Mr .KANANE . H, afin de le remercier pour sa sympathie, ses encouragements, son aide, son dévouement pour le travail et sa présence totale, au cours de cette modeste étude.

Nous adressons nos remerciements aux membres de jury Mer .TAAZIBT . S, et Mr .ELKECHAI . A qui nous ont fait l'honneur de juger, d'examiner, et d'enrichir notre modeste travail. Nous tenons à remercier, particulièrement Mer .LEGHROUCHE MOURAD

qui a accepté de présider le jury de cette thèse

Nos remerciements vont également à tous les enseignants et les responsables de notre département, surtout Mer. AMMI.

Enfin, nous exprimons nos remerciements à tous les enseignants de notre cursus.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

À la lumière de ma vie, mes très chers parents.

À mes très chères sœurs : Nora, Djamila, Nacira et leurs maris :

Djamel, Nafaa et Idir.

À mes très chers frères : Rachid, Mustapha et leurs épouses:

Zakia et Zahra.

À mes neveux et nièces : Mahrez, Saïd, Amine, Lewnis, Salim,

Sara, Elwiz et Meriem.

À ma grande mère Kaltoum et ma tante Tasaadit.

À mes cousines Zehra, Faroudja.

À toutes ma familles

À mes meilleurs (es) amis (es) :

Samou, Zahia, Wahiba, Fadila, Kahina, Malika, Belaid,

; Hachimi ;

À tous ceux que j'aime et qui m'aiment.

Farida

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

A la lumière de ma vie, mes très chers parents.

A mes très chères sœurs : Djamila et Nacira.

*A mes très chers frères : Mokrane, Cherif et leurs familles, Nordine,
Hakime et Toufik.*

*A mon grand-père et mes grandes mères, mes tentes et leurs époux et
enfants mon Oncle Amar Farid et leurs familles*

A mes voisines, Zehra, Souad, Merieme et wardia.

A toutes la famille de Abdellaoui, Lakel, Igounane, bensadouk, Amrani

A mes meilleurs (es) amis (es)

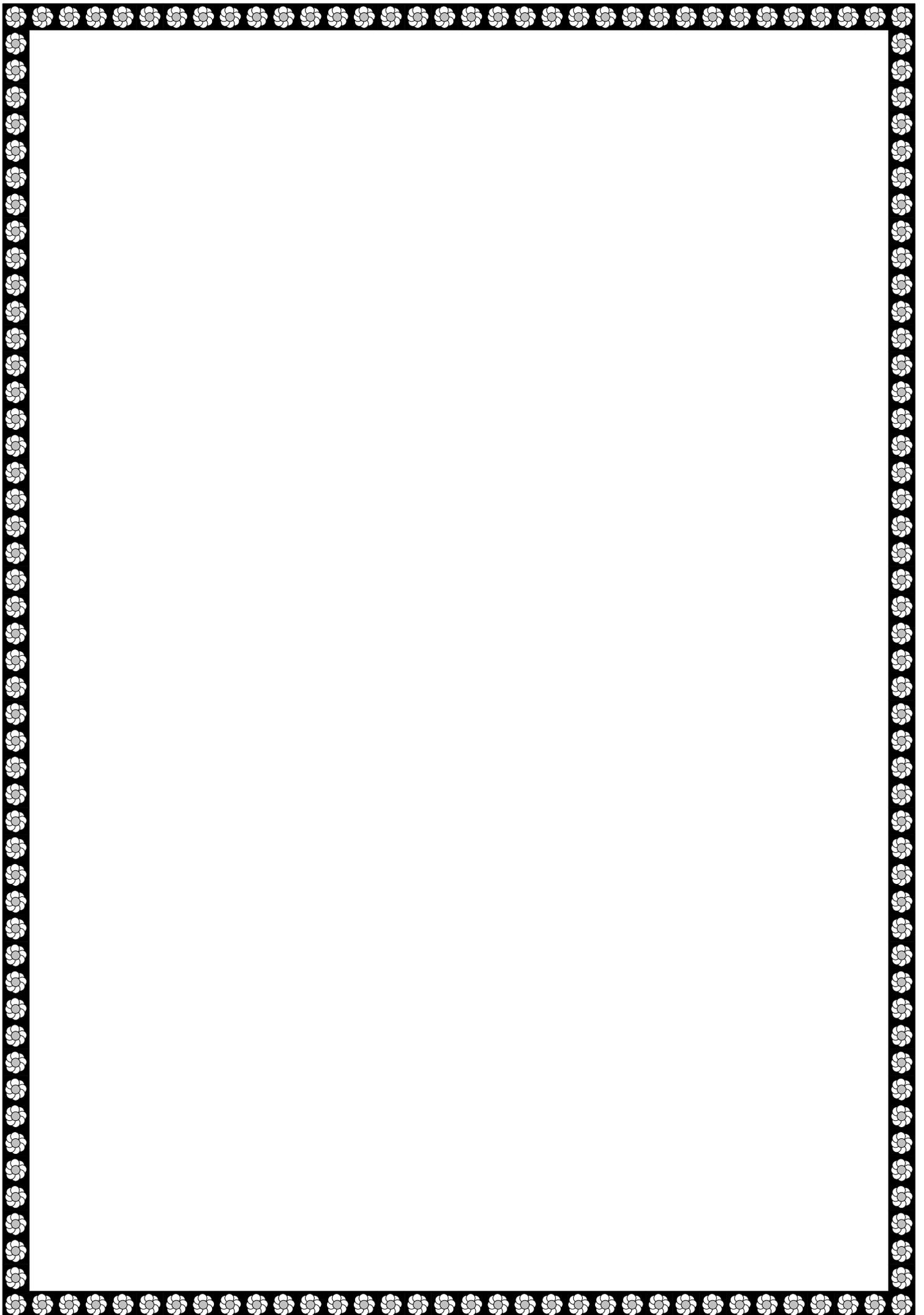
*Lyes et son épouse Nafissa, Farida, Hachimi, Nadia, Karima,
Noura, Saliha, Sabrina., Fatiha, djidjiga, Wiza, Aljia, Zahia*

A tous ceux que j'aime et qui m'aiment.

A mon petit frère Mohamed Amine

A ma très chère grande mère Ouardia et ma tente Ourida

Wahiba



SOMMAIRE

REMERCIEMENTS

DEDICACES

INTRODUCTION GENERALE 4

CHAPITRE I : INTEGRALES DE RAYONNEMENT

I.1. INTRODUCTION..... 5

I.2. LES EQUATIONS DE MAXWELL5

I.2.1. Ecriture des équations de Maxwell sous forme locale (ou différentielle)5

I. 2.2. Ecriture des équations de Maxwell sous forme intégrale..... 6

I.3.THEOREME D'HELMHOLTZ.....8

I.4. POTENTIEL SCALAIRE V ET POTENTIEL VECTEUR A.....8

I.5. REGIME SINUSOÏDAL DU TEMPS10

I.6. CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE RAYONNE PAR UNE ANTENNE EN FONCTION DU COURANT QUI LA PARCOURT, EN REGIME HARMONIQUE DU TEMPS.....13

I.6.1. Calcul du champ magnétique \vec{H} (M).....13

I.6.2. calcul du champ électrique à grande distance14

I.7. INTRODUCTION DE L'ORIGINE D'UN SYSTEME DE COORDONNEES AU VOISINAGE DE L'ANTENNE.....14

I.8. CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE EN FONCTION DE COURANT MAGNETIQUE.....15

I.8.1. calcul du champ électrique.....16

I.8.1. calcul du champ magnétique.....17

I.9.CONCLUSION.....17

CHAPITREII : CALCUL DES DENSITES DE COURANT ELECTRIQUE ET MAGNETIQUE SUR L'ANTENNE PATCH.

II.1 INTRODUCTION.....18

II.2. STRUCTURE DE L'ANTENNE IMPRIMEE.....18

II.3. LES DIFFERENTS FORMES DE PATCH.....19

II.4. LES METHODES D'ANALYSE DES ANTENNES IMPRIMEES.....19

II.4.1. Les méthodes numériques (Full-wave).....20

II.4.2. Les méthodes analytiques.....	20
II.4.2. 1. Le modèle de la ligne de transmission.....	20
II.4.2. 2. Le modèle de la cavité électromagnétique.....	20
II.5. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES ANTENNES IMPRIMEES.....	21
II.5.1. Avantages.....	21
II.5.2. Inconvénients.....	21
II.6. MODELE DE LA CAVITE.....	22
II.6.1. calcul des courants électriques ($\epsilon_r = 1$).....	30
II.6.2. Calcul de courant magnétique théorème d'équivalence ($\epsilon_r \neq 1$)	30
II.7. CONCLUSION.....	34

CHAPITRE III: CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE RAYONNE PAR L'ANTENNE PATCH

III.1. INTRODUCTION.....	35
III.2. LE CHAMP RAYONNE.....	35
III.3. CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE ($\epsilon_r = 1$).....	35
III.4. CALCUL DU CHAMP ELM RAYONNE DANS LA ZONE EN CHAMP LOINTAIN ($\epsilon_r \neq 1$).....	35
III.4.1. Champ lointain rayonné par les courants magnétiques sur la portion AD.....	39
III.4.2. Champ lointain rayonné par les courants magnétiques sur la portion BC.....	39
III.4.3. Champ lointain rayonné par les portions AD et BC.....	39
III.4.4. Champ lointain rayonné par la portion AB.....	39
III.4.5. Champ lointain rayonné par la portion DC.....	40
III.4.6. Champ lointain rayonné par les portions AB et DC.....	40
III.5. CONCLUSION.....	40

CHAPITRE IV: CARACTERISTIQUES DE L'ANTENNE PATCH

IV.1. INTRODUCTION	41
IV.2. LES PARAMETRES DES ANTENNES.....	41
IV.2.1. Vecteur de Poynting – densité surfacique de puissance.....	41
IV.2.2. Intensité de rayonnement.....	42
IV.2.2.1. Champs dans la zone en champ lointain	42

IV.2.2.2. Intensité de rayonnement.....	44
IV.2.3. Puissance totale rayonnée par une antenne	44
IV.2.4. Résistance de rayonnement d'une antenne.....	45
IV.2.5. Fonction caractéristique de rayonnement.....	45
IV.2.5.1 Diagramme de rayonnement.....	45
IV.2.6. Directivité d'une antenne.....	46
IV.2.7. Rendement d'une antenne.....	47
IV.2.8. Gain d'une antenne.....	48
IV.2.8.1. Le gain absolu d'une antenne.....	48
IV.2.8.2. Le gain relatif d'une antenne	48
IV.2.8.3. Le gain d'une antenne.....	48
IV.2.9. Polarisation du champ rayonné par une antenne	48
IV.2.10. La matrice S	49
IV.2.11. Le coefficient de réflexion S_{11}	50
IV.2.12. Impédance d'entrée d'une antenne.....	50
IV.3. APPLICATION A L'ANTENNE PATCH.....	51
IV.3.1. L'impédance d'entrée et le coefficient de réflexion.....	51
IV.3.2. Le diagramme de rayonnement.....	52
IV.3.2.1. le diagramme de rayonnement pour $\epsilon_r=1$	52
IV.3.2.2. diagramme de rayonnement pour $\epsilon_r \neq 1$	56
IV.4.INFLUENCE DES CONSTITUANTS DE L'ANTENNE PATCH SUR LES CARACTERISTIQUES DE L'ANTENNE.....	60
IV.4.1. Effet de l'épaisseur de substrat.....	60
IV.4.1.1. Effet de l'épaisseur de substrat sur l'impédance d'entrée	60
IV.4.1.2. Effet de l'épaisseur de substrat sur le diagramme de rayonnement.....	62
IV.4.2. Effet de la permittivité relative de substrat diélectrique.....	63
IV.4.2.1. Effet de la permittivité relative de substrat diélectrique sur l'impédance d'entrée....	63
IV.4.2.2. Effet de la permittivité relative de substrat diélectrique sur le diagramme de rayonnement	65
IV.4.3. Effet de la position du point d'alimentation.....	66
IV.4.4. Effet des dimensions du patch.....	68
IV.5. CONCLUSION.....	70
 CONCLUSION GENERALE.....	 71

INTRODUCTION

Depuis peu, une nouvelle catégorie d'antenne apparaît de plus en plus comme éléments d'antenne- réseaux et ce, dans de nombreuses applications. Il s'agit des antennes micro ruban, aussi connues sous l'appellation anglaise 'patch -antenna'. L'antenne est constituée d'une plaque conductrice profilée directement sur une surface diélectrique. La figure (a) illustre un exemple d'antenne micro ruban.

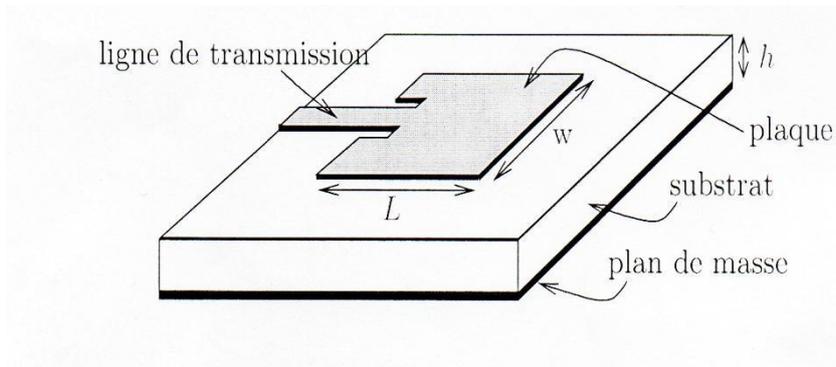


Figure (a) : Aspect d'une antenne micro ruban rectangulaire.

L'idée de l'antenne micro ruban remonte aux années 1950. L'apparition de première réalisation ne se fera qu'en 1970. Cependant, l'attention particulière qui leur est portée de nos jours, est liée directement à la popularité croissante des antennes- réseaux. Cette dernière découle du fait que les circuits numériques permettent une souplesse extraordinaire avec plusieurs degrés de liberté. On peut synthétiser le diagramme de rayonnement, le rendre évolutif ou même adaptatif. Or ces circuits numériques deviennent de plus en plus puissants, de moins volumineux et surtout, à des couts acceptables qui ne cessent de diminuer. Malgré cela, des problèmes limitent la généralisation de l'emploi des antennes- réseaux dont :

- L'alimentation compliquée de chacun des éléments ;
- L'encombrement spatial produit par l'ensemble des éléments.

L'antenne micro ruban agissant comme élément s'avère un choix intéressant pour diverses raisons.

- On peut acheminer les signaux RF sur la même surface diélectrique qui agit alors comme substrat d'une ligne micro ruban, et les amener au point d'alimentation de l'antenne.
- On peut aussi en profiter pour y graver les lignes des circuits de commandes numériques et y insérer les composants discrètes pour amplification ou adaptation (transistors, diodes, capacité...).
- On peut facilement jouer avec la disposition des éléments plaques sur la surface diélectrique entière pour réaliser un réseau à 2 dimensions.

En plus, le prix de revient par unité demeure très abordable. La conception, elle, reste onéreuse.

Le rayonnement d'une plaque provient des effets de bord qu'on cherche ici à maximiser. Pour ce faire, il convient de prendre un substrat le plus épais possible tout en restant bien inférieur à la longueur d'onde (normalement $0,003 \lambda < h < 0,05 \lambda$) ; avec une constante diélectrique ϵ_r faible. Ces deux caractéristiques optimales des paramètres du substrat vont à l'encontre des valeurs recherchées pour une ligne de transmission. Ainsi, pour améliorer à la fois, le rendement des lignes de transmission et celui du rayonnement des plaques, il faut faire un compromis ou utiliser deux substrats superposés de constants diélectriques différents satisfaisant les besoins du rayonnement pour l'un, et de la transmission pour l'autre.

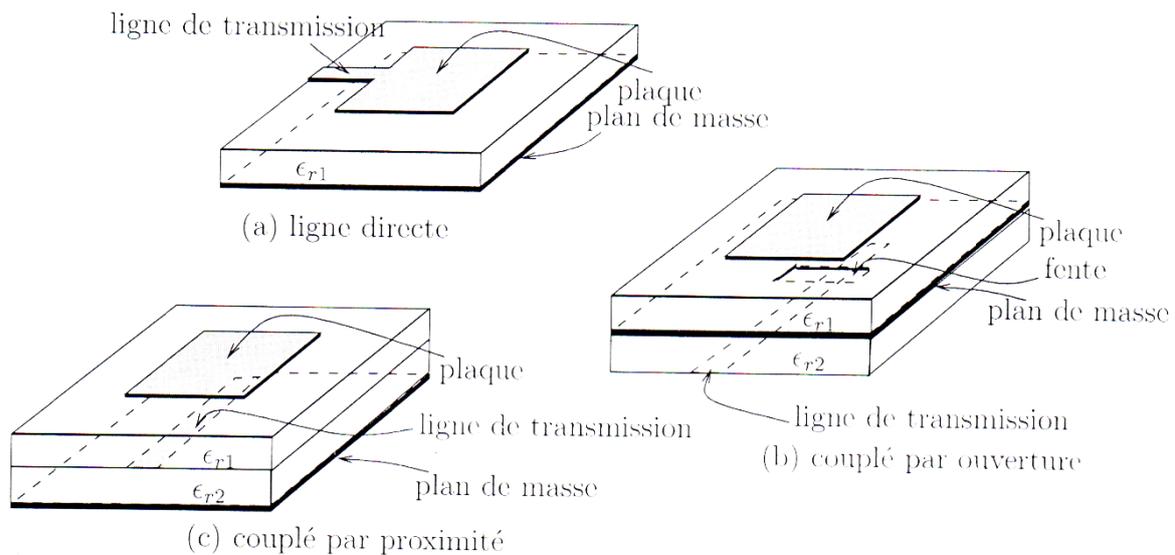


Figure (b) : Alimentations usuelles d'une antenne micro ruban.

L'alimentation de la plaque dépend grandement du type et de l'arrangement du ou des substrats employé. Comme une image vaut mille mots, les alimentations les plus usuelles apparaissent à la figure (b). La manière la plus simple utilise un seul substrat avec une ligne de transmission micro ruban. Dans ce cas, la ligne se rend directement à la plaque sans plus. Si la ligne de transmission est coaxiale, on préfère arriver par derrière le substrat et joindre la plaque de l'autre côté par une sonde traversant le diélectrique. Avec deux substrats, l'alimentation se réalise par couplage au travers une ouverture fait dans le plan de masse commun mitoyen ; ou encore par proximité si le substrat de la plaque n'a pas de plan de masse et est directement apposé par-dessus l'autre substrat du côté de la gravure des lignes de transmission. Des considérations de conception largeur de bande, efficacité, facilité d'adaptation, etc. Influencent aussi le choix du type d'alimentation.

Quoique l'analyse du rayonnement se généralise pour toutes formes de plaques, on se limitera ici aux plaques rectangulaires car les fonctions trigonométriques suffisent à l'analyse.

Il existe au moins 3 façons de voir le rayonnement d'une antenne micro ruban :

- Le modèle par cavité résonnante :
- Le modèle par ligne de transmission ;
- Le modèle onde – pleine (full- wave) impliquant les équations intégrales et la méthode des moments.

Le modèle à utiliser est celui qui assure une meilleure compréhension pour l'application désirée. Par exemple, la cavité résonnante simplifie de manière toute relative, les mécanismes de rayonnement alors que la ligne de transmission facilite la tâche de la détermination de l'impédance d'entrée.

Et notre projet est scindé en quatre chapitres, dans le premier , nous utiliserons les équations de Maxwell pour établir l'expression du champ électromagnétique rayonné dans la zone en champ lointain, par une antenne en fonction de la densité de courant électrique qui la parcourt, puis nous généralisons l'intégrale de rayonnement en fonction de la densité de courant magnétique avec les équations de Maxwell généralisées.

Dans le deuxième chapitre nous nous somme intéressées a étudié le modèle de la cavité pour calculer les densités de courant électrique et magnétique respectivement à $\epsilon_r = 1$, et $\epsilon_r \neq 1$. Nous avons représenté l'allure des champs électriques et magnétiques, ainsi que l'allure du courant sur le patch.

Dans le troisième chapitre nous avons calculé l'expression du champ électromagnétique

rayonné par l'antenne imprimée pour $\varepsilon_r = 1$, et $\varepsilon_r \neq 1$.

Dans le dernier chapitre, nous avons rappelé les caractéristiques de l'antenne, nous déduisons les diagrammes de rayonnement dans les deux plans principaux E et H. Puis nous avons étudié l'influence des différents constituants de l'antenne patch, l'épaisseur de substrat, et la permittivité relative de diélectrique sur quelques caractéristiques de l'antenne telles, que le diagramme de rayonnement, l'impédance d'entrée et la bande passante.

CHAPITRE I

INTEGRALES DE RAYONNEMENT

I.1. INTRODUCTION

Dans ce premier chapitre, nous allons établir l'équation du champ électromagnétique rayonné par une antenne dans la zone en champ lointain en fonction de la densité de courant qui la parcourt, à partir des équations de Maxwell, et nous allons généralisée l'intégrale de rayonnement en utilisons les équations de Maxwell généralisées.

I.2. LES EQUATIONS DE MAXWELL

I.2.1. Ecriture des équations de Maxwell sous forme locale (ou différentielle)

Ce sont les postulats de l'électromagnétisme ; sous forme locale, elles sont vérifiées par le champ électromagnétique en un point M et à l'instant t , elles donnent les équations locales du champ électromagnétique :

$$\left\{ \begin{array}{l} [\text{rot } \vec{E}(M, t)](M, t) = -\frac{\partial \vec{B}(M, t)}{\partial t}(M, t) \\ [\text{rot } \vec{H}(M, t)](M, t) = \vec{J}(M, t) + \left[\frac{\partial \vec{D}(M, t)}{\partial t}\right](M, t) \\ [\text{div } \vec{D}(M, t)] = \rho(M, t) \\ [\text{div } \vec{B}(M, t)](M, t) = 0 \end{array} \right.$$

Où \vec{E} : Le champ électrique (V/m).

\vec{H} : Le champ magnétique (A /m).

\vec{B} : L' induction magnétique (tesla).

\vec{D} : L' induction électrique (C/m²).

\vec{J} : Densité de courant de conduction (A /m²).

ρ : Densité volumique de charge (C / m²).

$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$: Densité de courant de déplacement (A /m²).

Ces quatre équations doivent complétées par les relations dites du milieu :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \qquad \vec{D} = \epsilon \vec{E} \qquad \vec{J} = \sigma \vec{E}$$

ϵ : Permittivité diélectrique du milieu [Farad /m] [F /m].

μ : Perméabilité magnétique du milieu [Henry/m] [H /m].

σ : Conductivité électrique du milieu [Mho /m].

Pour un milieu linéaire, homogène et isotrope, ces grandeurs sont des constants.

On a aussi à considérer la force de LORENZ :

$$\vec{F} = q (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

I.2.2. Ecriture des équations de Maxwell sous forme intégrale

Pour comprendre le contenu physique de ces équations, on les écrit sous forme intégrale.

1^{ère} équation de Maxwell

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \text{rot } \vec{E} \cdot d\vec{S} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

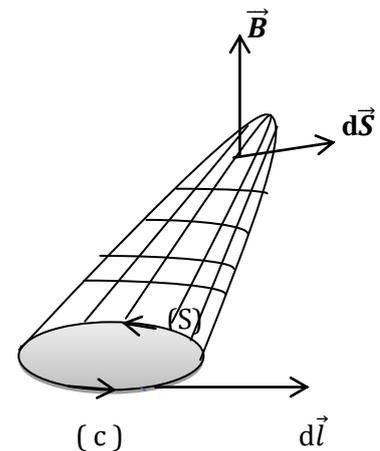
$$\Rightarrow \iint_S \text{rot } \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iint_S - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

Le théorème de Stokes nous donne donc :

$$\oint_{(c)} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \iint_S - \frac{\partial}{\partial t} (\vec{B} \cdot d\vec{S}) \quad \text{car} \quad \frac{\partial (d\vec{S})}{\partial t} = 0$$

$$\Rightarrow \oint_{(c)} \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

$$\Rightarrow \oint_{(c)} \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad \text{avec} \quad \phi = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$$



ϕ : est le flux total de l'induction magnétique \vec{B} à travers la surface S .

La circulation du champ électrique le long d'un contour fermé (c), est égale à moins la variation par rapport au temps du flux de l'induction magnétique \vec{B} à travers une surface quelconque se reposant sur ce contour (c) .

Remarque

$$\oint_{(c)} \vec{E} \cdot d\vec{l} = e \quad \text{où : } e \text{ est la force électromotrice induite par } \vec{B} \text{ sur le contour (c).}$$

Donc $e = - \frac{\partial \phi}{\partial t}$: C'est la loi de LENZ.

2^{ème} équation de Maxwell

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \Rightarrow \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} \cdot d\vec{S} = \vec{J} \cdot d\vec{S} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

$$\Rightarrow \iint_{(S)} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} \cdot d\vec{S} = \iint_{(S)} \vec{J} \cdot d\vec{S} + \iint_{(S)} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

$$\Rightarrow \iint_{(S)} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} \cdot d\vec{S} = \iint_{(S)} \vec{J} \cdot d\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} \iint_{(S)} \vec{D} \cdot d\vec{S}$$

Le théorème de *STOKES* nous donne :

$$\iint_{(S)} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} \cdot d\vec{S} = \oint_{(c)} \vec{H} \cdot d\vec{l}$$

$$\text{Donc : } \oint_{(c)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\text{tot}}$$

La circulation du champ magnétique \vec{H} le long d'un contour fermé (c) est égale à la somme algébrique des courants traversant une surface quelconque S se reposant sur ce contour (c) : c'est le théorème d'Ampère généralisé.

3^{ème} équation de Maxwell

$$\text{div } \vec{D} = \rho \Rightarrow \text{div } \vec{D} \cdot d\tau = \rho d\tau$$

$$\Rightarrow \iiint_{(\tau)} \text{div } \vec{D} \cdot d\tau = \iiint_{(\tau)} \rho d\tau$$

Le théorème de la divergence nous donne :

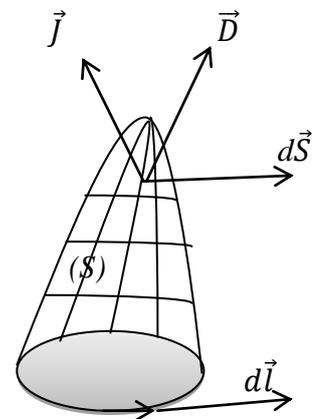
$$\oint_{(\Sigma)} \vec{D} \cdot d\vec{S} = \iiint_{(\tau)} \rho d\tau$$

Pour un milieu linéaire, homogène et isotrope $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$

$$\text{Donc : } \oint_{(\Sigma)} \epsilon \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iiint_{(\tau)} \rho d\tau$$

$$\Rightarrow \oint_{(\Sigma)} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{\iiint_{(\tau)} \rho d\tau}{\epsilon} = \frac{q_{\text{int}}}{\epsilon}$$

C'est le théorème de GAUSS.



(C)

4^{ème} équation de Maxwell

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \Rightarrow \operatorname{div} \vec{B} \, d\tau = 0 \Rightarrow \iiint_{(\tau)} \operatorname{div} \vec{B} \, d\tau = 0$$

$$\Rightarrow \oint_{(\Sigma)} \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

Le flux de l'induction magnétique \vec{B} à travers une surface fermée Σ est nul. (Inexistence de charge magnétique).

I. 3. THEOREME D'HELMHOLTZ

On définit de façon unique un champ de vecteur \vec{A} dans un domaine (\mathcal{D}) de l'espace limité par une surface fermée (Σ), en se donnant en chaque point de (\mathcal{D}) le rotationnel et la divergence de ce vecteur \vec{A} et en chaque point de la surface fermée (Σ) la valeur de $\vec{A} \cdot \vec{n}$;

Où \vec{n} : le vecteur unitaire normale à la surface fermée (Σ) au point considéré.

Les expressions qui définissent en chaque point (\mathcal{D}), le $\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{A}$ et la $\operatorname{div} \vec{A} \cdot \vec{n}$

Sont appelées équations locales du champ. Les valeurs de $\vec{A} \cdot \vec{n}$ en chaque point de la surface fermée constituant les conditions aux limites imposées à \vec{A} .

I.4. POTENTIEL SCALAIRE V ET POTENTIEL VECTEUR A

$$1) \operatorname{div} \vec{B} = 0 \Rightarrow \vec{B} = \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{A}$$

Car $\operatorname{div} (\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{A}) = 0$; on dit que \vec{B} dérive d'un potentiel vecteur \vec{A} .

$$\text{On a donc } \vec{H} = \frac{1}{\mu} \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{A}$$

$$2) \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{A})$$

$$\Rightarrow \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E} = \overrightarrow{\operatorname{rot}} \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) \Rightarrow \overrightarrow{\operatorname{rot}} \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0$$

$$\Rightarrow \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\overrightarrow{\operatorname{grad}} V \quad \text{car } \overrightarrow{\operatorname{rot}} (\overrightarrow{\operatorname{grad}} V) = 0$$

Où V est le potentiel scalaire donc :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\operatorname{grad}} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

$$3) \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \Rightarrow \overrightarrow{\text{rot}} \left(\frac{1}{\mu} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} \right) = \vec{J} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} (\overrightarrow{\text{rot}} \vec{A}) = \mu \vec{J} + \mu \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

De l'analyse vectorielle on sait que :

$$\overrightarrow{\text{rot}} (\overrightarrow{\text{rot}} \vec{A}) = \overrightarrow{\text{grad}} (\text{div} \vec{A}) - \vec{\Delta} \vec{A}$$

$$\text{Donc : } \overrightarrow{\text{grad}} (\text{div} \vec{A}) - \vec{\Delta} \vec{A} = \mu \vec{J} + \mu \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\Rightarrow \overrightarrow{\text{grad}} (\text{div} \vec{A}) - \vec{\Delta} \vec{A} = \mu \vec{J} + \mu \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \left(- \overrightarrow{\text{grad}} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right)$$

$$\Rightarrow \overrightarrow{\text{grad}} (\text{div} \vec{A}) - \vec{\Delta} \vec{A} = \mu \vec{J} - \overrightarrow{\text{grad}} \left(\mu \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t} \right) - \mu \varepsilon \frac{\partial A^2}{\partial t^2}$$

$$\Rightarrow \vec{\Delta} \vec{A} - \mu \varepsilon \frac{\partial A^2}{\partial t^2} + \mu \vec{J} = \overrightarrow{\text{grad}} (\text{div} \vec{A} + \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t})$$

Maintenant, comme $\text{div} \vec{B} = 0$ impose seulement que $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{A}$ soit égale à \vec{B} ; ceci n'est pas suffisant pour définir le potentiel vecteur \vec{A} , il nous faut aussi sa divergence d'après le théorème d'HELMHOLTZ.

Comme elle n'est pas imposée, on est libre de la fixer soi-même. On choisit $\text{div} \vec{A}$ telle que :

$$\text{div} \vec{A} + \mu \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t} = 0$$

C'est la condition de LORENZ. (Ou jauge de LORENZ)

Sous cette condition, on obtient :

$$\vec{\Delta} \vec{A} - \mu \varepsilon \frac{\partial A^2}{\partial t^2} + \mu \vec{J} = 0$$

$$4) \text{div} \vec{D} = \rho \Rightarrow \varepsilon \text{div} \vec{E} = \rho \Rightarrow \text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}$$

$$\Rightarrow \text{div} \left(- \overrightarrow{\text{grad}} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = \frac{\rho}{\varepsilon}$$

$$\Rightarrow \text{div} \left(\overrightarrow{\text{grad}} V + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = - \frac{\rho}{\varepsilon}$$

$$\Rightarrow \text{div} \left(\overrightarrow{\text{grad}} V \right) + \frac{\partial}{\partial t} (\text{div} \vec{A}) = - \frac{\rho}{\varepsilon}$$

$$\Rightarrow \Delta V - \frac{\partial}{\partial t} \left(\mu \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t} \right) = -\frac{\rho}{\varepsilon}$$

$$\Rightarrow \Delta V - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + \frac{\rho}{\varepsilon} = 0$$

Finalement les équations de Maxwell sous forme intégrale sont équivalentes aux équations locales suivantes :

$$\left[\begin{array}{l} \vec{\Delta} \vec{A} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \mu \vec{j} = 0 \\ \Delta V - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + \frac{\rho}{\varepsilon} = 0 \\ \operatorname{div} \vec{A} + \mu \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \\ \vec{H} = \frac{1}{\mu} \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{A} \\ \vec{E} = - \overrightarrow{\operatorname{grad}} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \end{array} \right.$$

I.5. REGIME SINUSOÏDAL DU TEMPS

NOTE : Notion d'amplitude complexe associée

Soit une grandeur sinusoïdal (harmonique) donnée par

$$u(p, t) = U_{max}(p) \cos(\omega t + \varphi_u(p))$$

Elle peut s'écrire sous la forme :

$$u(p, t) = \operatorname{Re} [U_{max}(p) e^{j(\omega t + \varphi_u(p))}]$$

C'est – à – dire :

$$u(p, t) = \operatorname{Re} [U_{max}(p) e^{j\varphi_u(p)} e^{j\omega t}]$$

Le nombre complexe

$$\bar{U}(p) = U_{max}(p) e^{j\varphi_u(p)}$$

Est appelée amplitude complexe associée à la grandeur réelle $u(p, t)$ avec :

$$u(p, t) = \text{Re} [\bar{U}(p) e^{j\omega t}]$$

On peut donc travailler avec les grandeurs complexes associées.

Pour revenir aux grandeurs réelles, on multipliera les résultats par $e^{j\omega t}$ et on prendra les parties réelles, C'est –à – dire qu'une fois $\bar{U}(p)$ déterminée, on déduira $u(p, t)$ par

$$u(p, t) = \text{Re} [\bar{U}(p) e^{j\omega t}]$$

Dans notre cas, on aura donc :

$$\begin{aligned} \rho(p, t - \frac{r}{v}) &= \text{Re} [\bar{\rho}(p) e^{j\omega(t - \frac{r}{v})}] \\ &= \text{Re} [\bar{\rho}(p) e^{-j\frac{\omega}{v}r} e^{j\omega t}] \\ &= \text{Re} [\bar{\rho}(p) e^{-jkr} e^{j\omega t}] \end{aligned}$$

$$\text{Avec } k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi f}{v} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

k : nombre d'onde

$\lambda = v T$ la longueur d'onde

T : période de l'onde

$$\text{Et } \vec{J}(p, t - \frac{r}{v}) = \text{Re} [\vec{J}(p) e^{-jkr} e^{j\omega t}]$$

On associera de même aux grandeurs réelles

$V(M, t)$, $\vec{A}(M, t)$, $\vec{H}(M, t)$, $\vec{E}(M, t)$, $\frac{\partial V(M, t)}{\partial t}$, div. leurs amplitudes complexes associées.

Ainsi les calculs seront de beaucoup simplifiés.

Maintenant, considérons la condition de LORENZ, en régime sinusoïdal, on a :

$$\begin{aligned} \text{div } \vec{A} + \mu \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t} &= 0 \quad \Rightarrow \quad \text{div } \vec{A} + j \mu \varepsilon \omega V = 0 \\ \Rightarrow V(M) &= - \frac{\text{div } \vec{A}(M)}{j \mu \varepsilon \omega} \\ \Rightarrow - \overrightarrow{\text{grad}} V &= \frac{1}{j \mu \varepsilon \omega} \overrightarrow{\text{grad}} (\text{div } \vec{A}) \end{aligned}$$

D'où l'expression du champ électrique \vec{E} :

$$\vec{E} = \frac{1}{j\mu\epsilon\omega} \overrightarrow{grad} (\text{div } \vec{A}) - j\omega \vec{A}$$

$$\vec{E} = \frac{1}{j\mu\epsilon\omega} [\overrightarrow{grad} (\text{div } \vec{A}) - j\omega j\mu\epsilon\omega \vec{A}]$$

$$-j\omega j\mu\epsilon\omega = +\omega^2\epsilon\mu$$

Comme $\mu\epsilon = \frac{1}{v^2} \Rightarrow -j\omega j\mu\epsilon\omega = \frac{\omega^2}{v^2} = k^2$

Donc : $\vec{E} = \frac{1}{j\mu\epsilon\omega} [\overrightarrow{grad} (\text{div } \vec{A}) + k^2 \vec{A}]$

En remarquant, qu'en d'hors des sources, on a :

$$\vec{\Delta} \vec{A} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0$$

Et donc, en régime sinusoïdal,

$$\vec{\Delta} \vec{A} - \mu\epsilon (j\omega) (j\omega) \vec{A} = 0$$

$$\vec{\Delta} \vec{A} + k^2 \vec{A} = 0 \quad \Rightarrow \quad k^2 \vec{A} = -\vec{\Delta} \vec{A}$$

$$\Rightarrow \overrightarrow{grad} (\text{div } \vec{A}) + k^2 \vec{A} = \overrightarrow{grad} (\text{div } \vec{A}) - \vec{\Delta} = \overrightarrow{rot} (\overrightarrow{rot} \vec{A})$$

D'où : $\vec{E} = \frac{1}{j\epsilon\omega} \overrightarrow{rot} \vec{H}$

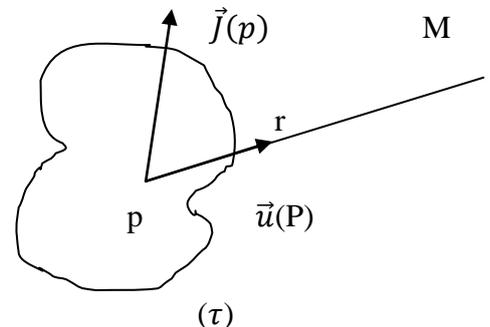
Finalement

Le champ électromagnétique, en régime sinusoïdal, s'exprime en fonction du seul potentiel vecteur \vec{A} .

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \frac{\vec{J}(p) e^{-jkr}}{r} d\tau$$

$$\vec{H}(M) = \frac{1}{\mu} \overrightarrow{rot} \vec{A}(M)$$

$$\vec{E}(M) = \frac{1}{j\mu\epsilon\omega} \overrightarrow{rot} [(\overrightarrow{rot} \vec{A}(M))] = \frac{1}{j\epsilon\omega} \overrightarrow{rot} \vec{H}(M)$$



En omettant le terme $e^{j\omega t}$, c'est - à - dire en considérant seulement les amplitudes complexes.

I.6. CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE RAYONNE PAR UNE ANTENNE EN FONCTION DE COURANT QUI LA PARCOURT, EN REGIME HARMONIQUE DU TEMPS

On sait que dans ces cas, le potentiel vecteur \vec{A} est donné par :

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \vec{J}(p) \frac{e^{-jk r}}{r} d\tau$$

I.6.1. Calcul du champ magnétique \vec{H} (M)

On sait aussi que : $\vec{H}(M) = \frac{1}{\mu} \overrightarrow{rot} \vec{A}(M)$

$$\Rightarrow \vec{H}(M) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \overrightarrow{rot} \left[\vec{J}(p) \frac{e^{-jk r}}{r} \right] d\tau$$

Posons : $\psi(r) = \frac{e^{-jk r}}{r}$

$$\Rightarrow \vec{H}(M) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \overrightarrow{rot} [\vec{J}(p) \psi(r)] d\tau$$

De l'analyse vectorielle on sait que :

$$\overrightarrow{rot} [\vec{J}(p) \psi(r)] = \overrightarrow{grad} \psi \wedge \vec{J}(p) + \psi(r) \overrightarrow{rot} \vec{J}(p)$$

Comme l'opérateur \overrightarrow{rot} s'applique au point M où on calcule le champ et non au point P où circule le courant, cela veut dire que $\vec{J}(p)$ est indépendant de M et donc constant par rapport à l'opérateur \overrightarrow{rot} , nous avons donc ici :

$$\overrightarrow{rot} (\vec{J}(p) \psi) = \overrightarrow{grad} \psi \wedge \vec{J}(p)$$

$$\Rightarrow \overrightarrow{rot} (\vec{J}(p) \psi) = \psi' \vec{u}(p) \wedge \vec{J}(p)$$

Par suite

$$\vec{H}(M) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \psi' [\vec{u}(p) \wedge \vec{J}(p)] d\tau$$

Comme $\psi'(r) = -\left(jk + \frac{1}{r}\right) \psi(r)$

On aura : $\vec{H}(M) = -\frac{1}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \left(jk + \frac{1}{r}\right) \psi [\vec{u}(p) \wedge \vec{J}(p)] d\tau$

$$\Rightarrow \vec{H}(M) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \left[\frac{\Psi}{r} (\vec{J}(p) \wedge \vec{u}(p)) + j k \Psi (\vec{J}(p) \wedge \vec{u}(p)) \right]$$

On remarque que le premier terme varie en $\frac{1}{r^2}$ car $\Psi(r)$ varie en $\frac{1}{r}$, alors que le deuxième terme ne varie qu'en $\frac{1}{r}$. Donc, à grande distance, c'est le deuxième terme qui est prédominant et c'est justement ce terme qui nous intéresse le plus : c'est le champ magnétique rayonné à grande distance que l'on désigne par $\vec{H}_\infty(M)$.

Donc, à grande distance, on a :

$$\vec{H}_\infty(M) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{(\tau)} j k \Psi [\vec{J}(p) \wedge \vec{u}(p)] d\tau$$

Où
$$\vec{H}_\infty(M) = \frac{j}{2\lambda} \iiint_{(\tau)} [\vec{J}(p) \wedge \vec{u}(p)] \frac{e^{-jkr}}{r} d\tau$$

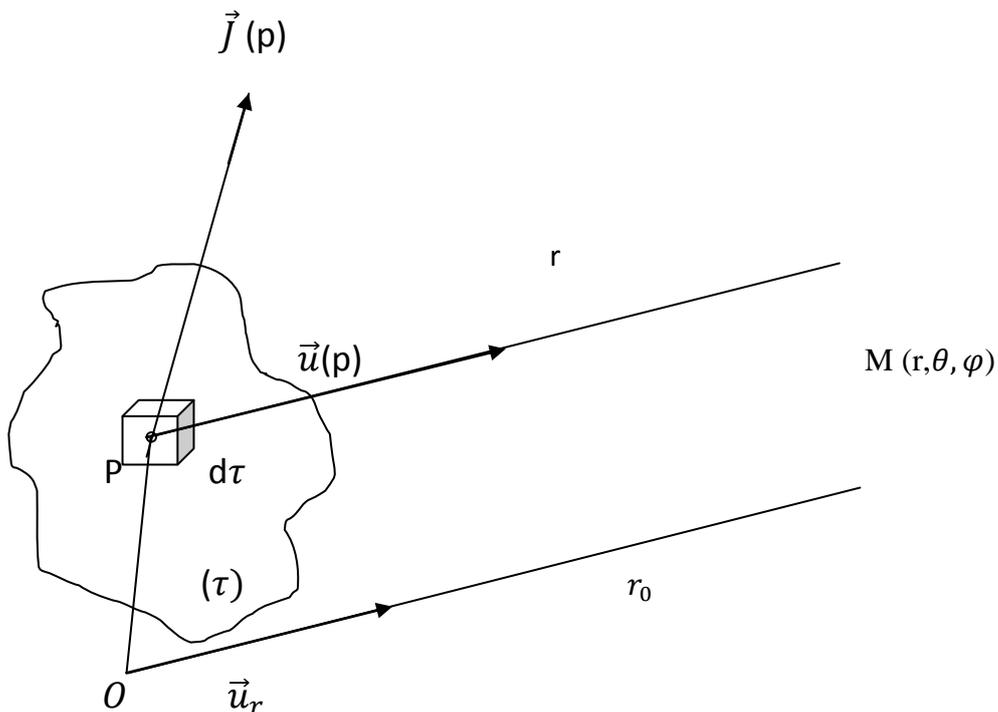
I.6.2. calcul du champ électrique à grande distance

$$\vec{E}_\infty(M) = \eta \vec{H}_\infty(M) \wedge \vec{u}(p)$$

Finalement on trouve:

$$\vec{E}_\infty(M) = \frac{j}{2\lambda} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \iiint_{(\tau)} [\vec{J}(p) \wedge \vec{u}(p)] \wedge \vec{u}(p) \frac{e^{-jkr}}{r} d\tau$$

I.7. INTRODUCTION DE L'ORIGINE D'UN SYSTEME DE COORDONNEES OU VOISINAGE DE L'ANTENNE



A grandes distances, on utilise les approximations suivantes :

$$\vec{u}(p) = \vec{u}_r$$

$$r = r_0 \text{ en amplitude}$$

$$r = r_0 - \vec{op} \cdot \vec{u}_r$$

$$\text{Donc } e^{-jkr} \simeq e^{-jkr} e^{jk \vec{op} \cdot \vec{u}_r}$$

Nous avons alors :

$$\vec{H}(\mathbf{M}) = \frac{j}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \iiint_{(\tau)} [\vec{J}(p) \wedge \vec{u}_r] e^{jk \vec{op} \cdot \vec{u}_r} d\tau$$

$$\vec{E}_\infty(\mathbf{M}) = \eta \vec{H}(\mathbf{M}) \wedge \vec{u}_r$$

$$\vec{E}_\infty(\mathbf{M}) = \frac{j}{2\lambda} \eta \frac{e^{-jkr}}{r} \iiint_{(\tau)} [\vec{J}(p) \wedge \vec{u}_r] \wedge \vec{u}_r e^{jk \vec{op} \cdot \vec{u}_r} d\tau$$

I.8. CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE EN FONCTION DE COURANT MAGNETIQUE

Nous allons généraliser cette intégrale pour le courant magnétique pour cela considérons les équations de Maxwell généralisées suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overrightarrow{rot} \vec{E} = -J_m - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \overrightarrow{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \text{div} \vec{D} = \rho \\ \text{div} \vec{B} = \rho_m \end{array} \right.$$

Où J_m et ρ_m sont respectivement la densité magnétique de courant et la densité volumique de charges magnétiques, (qui sont toutes deux des grandeurs fictives).

On a alors les résultats suivantes de l'antenne électrique et de qu'on appelle antenne magnétique.

On a aussi les dualités suivantes

Antenne électrique	Antenne magnétique
$\vec{J} \neq 0, \vec{J}_m = 0, \rho_m = 0$	$\vec{J}_m \neq 0, \vec{J} = 0, \rho = 0$
$\vec{E}_A \leftrightarrow \vec{H}_F$	
$\vec{H}_A \leftrightarrow -\vec{E}_F$	
$\vec{J} \leftrightarrow \vec{J}_m$	
$\vec{A} \leftrightarrow \vec{F}$	
$\varepsilon \leftrightarrow \mu$	
$k \leftrightarrow k$	
$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \leftrightarrow \frac{1}{Z} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}$	

I.8.1. Calcul du champ électrique rayonné en fonction de courant magnétique

On sait aussi que : $\vec{F} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \vec{J}_m \frac{e^{-jkr}}{r} d\tau$

On a : $-\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon} \overrightarrow{rot} \vec{F}$

Donc : $-\vec{E} = \frac{1}{4\pi} \overrightarrow{rot} \iiint_{(\tau)} \vec{J}_m \frac{e^{-jkr}}{r} d\tau$

$$= \frac{1}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \overrightarrow{rot} [\vec{J}_m \psi] d\tau$$

$$= \frac{1}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \overrightarrow{grad} \psi \wedge \vec{J}_m(p) d\tau$$

$$= \frac{1}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \psi'(r) \vec{u}(p) \wedge \vec{J}_m(p) d\tau$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \psi(r) (jk + \frac{1}{r}) \vec{u}(p) \wedge \vec{J}_m(p) d\tau$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \psi(r) jk \vec{u}(p) \wedge \vec{J}_m(p) d\tau$$

$$\vec{E} = \frac{jk}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \psi(r) \vec{u}(p) \wedge \vec{J}_m(p) d\tau$$

Finalement on trouve :

$$\vec{E}_\infty (M) = -\frac{jk}{4\pi} \iiint_{(\tau)} \vec{J}_m(p) \wedge \vec{u}(p) \psi(r) d\tau$$

I.8.2. Calcul du champ magnétique rayonné en fonction de courant magnétique

$$\vec{H}_\infty(M) = \frac{1}{\eta} \vec{u}(p) \wedge \vec{E}$$

$$\vec{H}_\infty(M) = -\frac{jk}{4\pi\eta} \psi(r) \iiint_{(\tau)} [\vec{u}(p) \wedge \vec{J}_m(p)] \wedge \vec{u}(p) d\tau$$

I.9.CONCLUSION

Nous avons établi l'expression du champ électromagnétique rayonné par une antenne dans la zone en champ lointain, en fonction de courant qui la traverse en utilisant les équations de Maxwell, nous avons généralisé cette intégrale de rayonnement pour le courant magnétique, que nous allons l'appliquer dans le cas particulier de l'antenne patch rectangulaire dans les chapitres suivants.

CHAPITRE II

CALCUL DES DENSITES DE COURANT
ELECTRIQUE ET MAGNETIQUE SUR L'ANTENNE
PATCH

II.1 INTRODUCTION

Dans ce deuxième chapitre, nous allons représenter l'antenne imprimée (la structure, les techniques d'alimentations, les avantages, les inconvénients, et les différents types d'analyses). Et nous allons étudier le modèle de la cavité, pour établir les expressions de la densité de courant électriques et magnétiques sur l'antenne patch.

II.2. STRUCTURE D'UNE ANTENNE IMPRIMEE

La structure de base est rappelée sur la figure II.1:

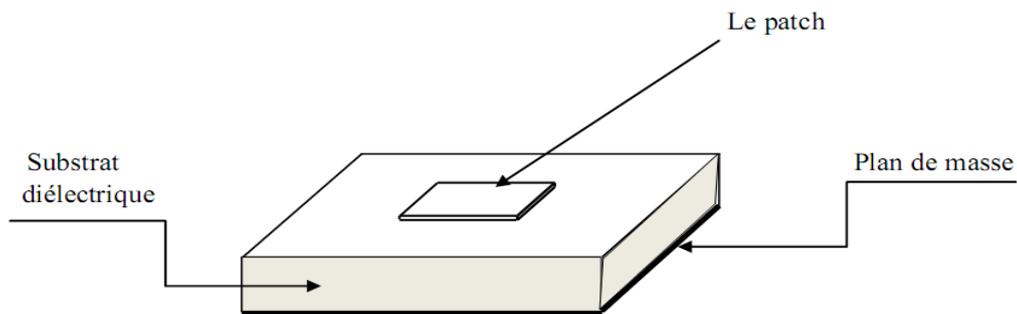


Figure II-1 : Structure de base d'une antenne imprimée

La forme du patch conducteur peut être variée, mais elle influe sur les modes qui sont susceptibles de s'exciter dans l'antenne, et donc sur la nature du rayonnement. En pratique, on trouve essentiellement des rectangles, des disques, et plus rarement des anneaux ou des triangles.

L'alimentation de l'antenne dépend de la manière dont l'antenne est intégrée dans le dispositif. Les trois principaux types sont :

- alimentation par ligne : une ligne microstrip est reliée au patch et lui amène l'énergie. Elle a l'inconvénient de générer un rayonnement parasite.
- alimentation par connecteur : un connecteur standard (SMA) est soudé au plan de masse qui est perforé pour permettre à l'âme central d'être reliée au patch en traversant le diélectrique. L'énergie est amenée par guide coaxial.

- alimentation par fente : une ligne est disposée au dos du plan de masse, qui est entaillé d'une fente sous le patch afin que l'énergie amenée par la ligne soit communiquée à l'antenne.

II.3. LES DIFFERENTES FORMES D'UNE ANTENNE PATCH

L'antenne patch peut prendre plusieurs forme qui peut être rectangulaire, carré, circulaire ou simplement un dipôle, ces formes sont les plus courantes car elles Présentent une grande facilité d'analyse et de fabrication, mais également un diagramme de rayonnement très intéressant.

La (figure II.2) montre ces différentes formes :

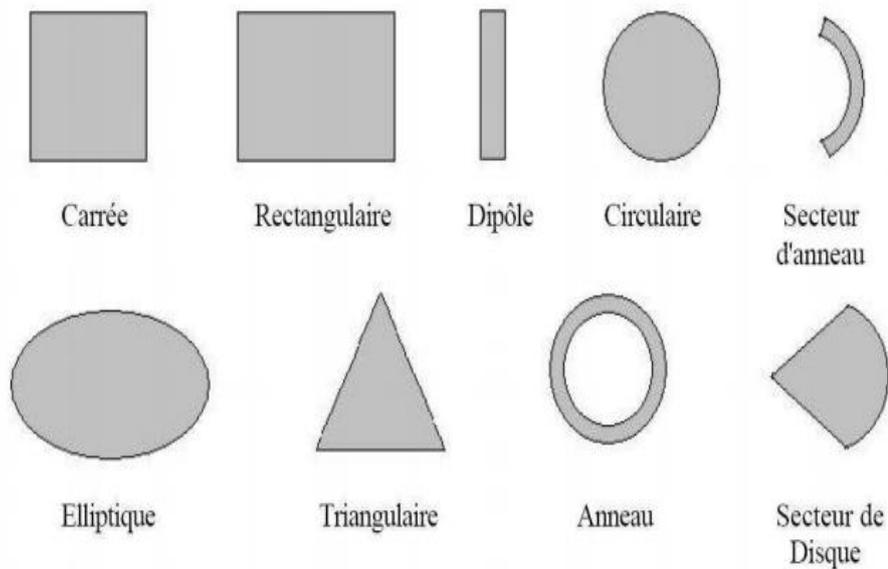


Figure II-2 Différentes formes d'élément rayonnant

II.4. LES METHODES D'ANALYSES DES ANTENNES IMPRIMEES

Deux types de méthodes permettent d'analyser les antennes imprimées :

- les méthodes numériques
- les méthodes analytiques

II.4.1. Les méthodes numériques (full-wave)

Donnent des résultats plus précis. Elles nécessitent l'utilisation d'algorithmes numériques puissants et un temps de calcul plus élevé que les méthodes analytiques.

Elles sont généralement basées sur l'obtention des distributions de courant électrique sur le patch et sur le plan de masse.

On distingue 4 méthodes, parmi-eux :

- la méthode des moments
- la méthode des éléments finis
- la méthode des différences finies
- la méthode de la matrice des lignes de transmission

II.4.2. Les méthodes analytiques

Elles sont basées sur des équations physiques de l'électromagnétisme où l'on a fait des hypothèses simplificatrices permettant d'obtenir des modèles simples. Néanmoins, les résultats sont approchés. Les modèles fréquemment utilisés pour analyser les antennes imprimées sont :

- le modèle de la ligne de transmission
- le modèle de la cavité électromagnétique

II.4.2. 1. Le modèle de la ligne de transmission

Est le plus simple et fournit des bonnes interprétations physiques. Cette méthode de la ligne de transmission est plus adaptée aux patches rectangulaires. Elle permet de les modéliser par des tronçons de lignes micro-rubans dont les caractéristiques sont bien connues. Ce modèle Permettra d'établir une procédure de conception d'un patch rectangulaire.

II.4.2. 2. Le modèle de la cavité électromagnétique

Comme le modèle précédent il fournit une bonne interprétation physique. Pour l'étude d'autres formes géométriques de l'élément rayonnant, le modèle de la Cavité est plus adapté. Celui-ci s'applique dans la région limitée par la surface métallique du patch et du plan de masse associé. Cette région sera assimilée à une cavité dont les parois latérales seront des murs magnétiques et les faces supérieures et inférieures des murs électriques. C'est au niveau de parois latérales, que les courants de surface sont calculés et de la est déduit le rayonnement

II.5. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES ANTENNES IMPRIMEES

Les antennes imprimées présentent de nombreux avantages et inconvénients comparés aux antennes microondes classiques.

II.5.1. Avantages

- Faible poids, encombrement réduit, configurations conformes possibles ;
- Faible coût de fabrication, production en masse possible ;
- Polarisation linéaire et circulaire pour les télécommunications ;
- Antennes multi bandes, multi polarisations possibles ;
- Compatibilité avec les circuits hybrides et MMIC (Microwave monolithic integrated circuit);
- Réseaux d'alimentation et d'adaptation fabriqués simultanément avec l'antenne.
- Simplicité de leurs structures.
- faible volume
- faible épaisseur

II.5.2. Inconvénients

- Bande passante souvent étroite de l'ordre de 1 à 5% (pour les éléments résonants de géométrie simple) ;
- Généralement faible gain;
- facteur de qualité Q élevé, va d'environ 50 jusqu'à 75 ;
- Supportent uniquement des faibles puissances ;
- Rendement limité de surface ;
- Problèmes de tolérances de fabrication si les motifs imprimés sont petits ;
- Risque de rayonnement parasite dû aux jonctions avec l'alimentation ou à la limitation du plan de masse ;
- Difficulté d'élaborer des antennes à haute pureté de polarisation.

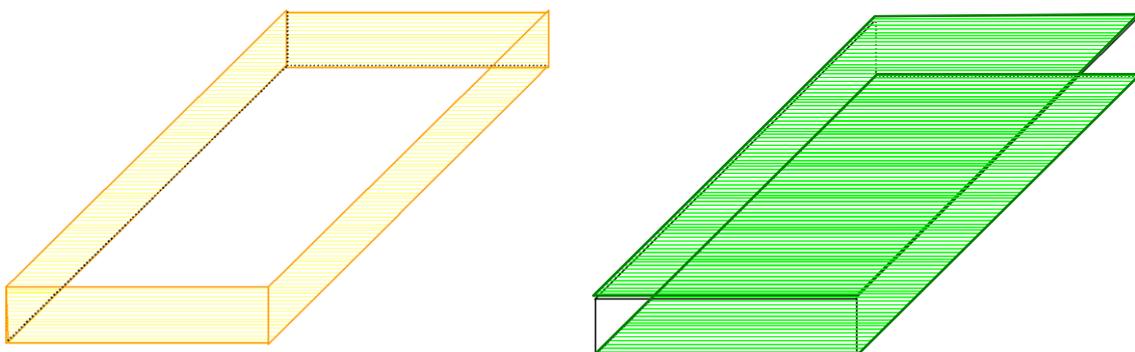
II.6. MODELE DE LA CAVITE

Il existe une analogie de fonctionnement entre les antennes imprimées et les antennes filaires : les distributions de courants qui génèrent le champ rayonné sont imposées par des modes résonnants. Dans le cas des antennes filaires, il s'agit de modes stationnaires à une dimension, dans le cas des antennes imprimées, il s'agit de modes stationnaires à trois dimensions.

Dans le modèle de la cavité, on identifie l'antenne imprimée à une cavité résonnante dans laquelle on est capable de mettre en évidence les modes qui peuvent s'installer. Chaque mode conduit à une distribution de courant sur le patch, et le diagramme de rayonnement peut être calculé en faisant rayonner ces courants.

La nature des modes dépend de la forme du patch. Nous allons développer un modèle pour un patch rectangulaire, mais l'étude analytique peut être menée pour des patches ayant la forme d'un disque ou d'un anneau, voire des formes plus exotiques.

Une antenne à patch rectangulaire sera assimilée à une cavité ayant deux murs électriques parfaits (qui correspondent aux surfaces parfaitement conductrices), et quatre murs magnétiques parfaits (figure II-3).



Quatre murs magnétiques

Deux murs électriques

Figure II-3 : Représentation des murs électriques et magnétiques dans le modèle de la cavité

Afin de permettre une mise en équation des modes stationnaires, la cavité dans un repère (O, x, y, z) et présente les dimensions suivantes : a suivant l'axe des x, b suivant l'axe des y, h suivant l'axe des z (Figure II-4).

Les hypothèses qui vont être utilisées pour déterminer les modes qui s'installent dans cette cavité sont les suivantes :

- Les murs électriques dans les plans $z = 0$ et $z = h$ sont idéaux
- Les murs magnétiques dans les plans $y = 0$, $y = b$, $x = 0$, $x = a$ sont idéaux
- La hauteur h du patch au-dessus du plan de masse est très inférieure à la longueur d'onde λ correspondant à la fréquence de fonctionnement de l'antenne (fréquence du mode excité).

Cette dernière hypothèse a des conséquences importantes : puisque le champ électrique tangentiel est nul en $z = 0$ et $z = h$, on en déduit que les lignes de champ qui atteignent les conducteurs dans ces deux plans sont orthogonales à ces plans.

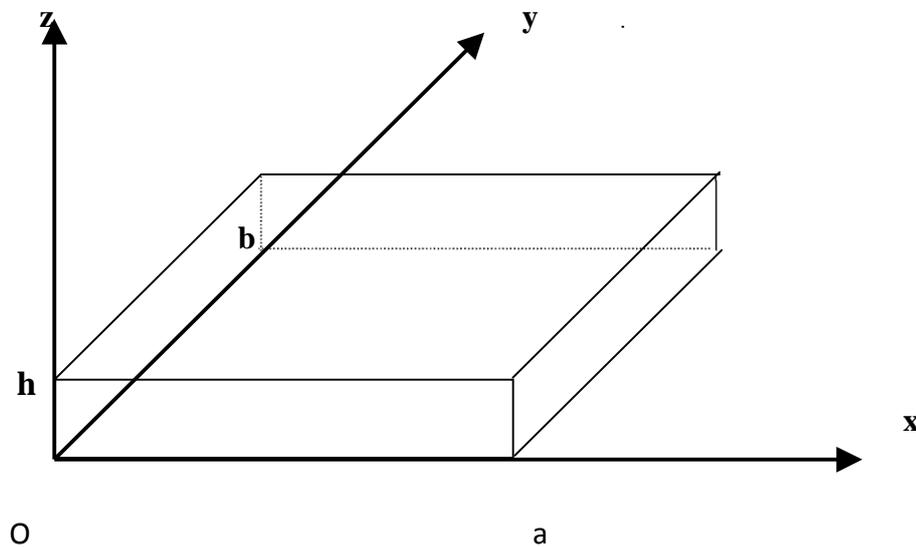


Figure II-4 : Représentation de la cavité dans un repère (O, x, y, z)

De plus, la condition $h \ll \lambda$ indique que le champ électromagnétique ne varie quasiment pas sur la hauteur h.

En rassemblant ces conclusions, le champ électrique interne à la cavité ne peut être orienté que suivant Oz, et doit être constant sur une ligne de champ entre les deux plans parfaitement conducteur (car les lignes de champ sont parallèles).

Nous désignerons donc le champ électrique interne à la cavité, porté par la direction Oz par :

$$\vec{E} = E_z(x, y) \vec{k} \quad (\text{II-1})$$

De l'équation de Maxwell :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega \vec{B} \quad (\text{II-2})$$

Dans laquelle B représente le champ magnétique interne, on déduit

$$\begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \end{vmatrix} = \frac{\partial E_z}{\partial y} \vec{i} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \vec{j} + 0\vec{k} = -j\omega B_x \vec{i} - j\omega B_y \vec{j} - j\omega B_z \vec{k} \quad (\text{II-3})$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} = -j\omega B_x \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} = j\omega B_y \\ 0 = j\omega B_z \end{cases} \Rightarrow B_z = 0$$

Soit encore :

$$\vec{B} = -\frac{1}{j\omega} \left\{ \frac{\partial E_z}{\partial y} \vec{i} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \vec{j} \right\} = B_x \vec{i} + B_y \vec{j} \quad (\text{II-4})$$

On note qu'il n'existe pas de composante de champ magnétique suivant Oz, et donc que les lignes de champ magnétiques sont parallèles au plan $z = 0$.

L'équation de propagation

$$\vec{\Delta} \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (\text{II-5})$$

Se simplifie car il n'existe qu'une composante de champ suivant Oz et cette composante n'a pas de dépendance en z :

$$\frac{\partial^2 E_z(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z(x,y)}{\partial y^2} + k^2 E_z(x,y) = 0 \quad (\text{II-6})$$

La recherche d'une solution par la méthode de séparation des variables conduit à poser :

$$E_z(x, y) = f(x) \cdot g(y) \quad (\text{II-7})$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (\text{II-8})$$

L'équation (II-6) se ramène à la résolution de deux équations indépendantes :

On aura :

$$g(y) \frac{d^2 f}{dx^2} + f(x) \frac{d^2 g}{dy^2} + (k_x^2 + k_y^2) f(x) g(y) = 0$$

$$g(y) \frac{d^2 f}{dx^2} + f(x) \frac{d^2 g}{dy^2} + k_x^2 f(x) g(y) + k_y^2 f(x) g(y) = 0$$

$$g(y) \left[\frac{d^2 f}{dx^2} + k_x^2 f(x) \right] + f(x) \left[\frac{d^2 g}{dy^2} + k_y^2 g(y) \right] = 0$$

$$\begin{cases} \frac{d^2 f}{dx^2} + k_x^2 f(x) = 0 & (\text{II-9}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{d^2 g}{dy^2} + k_y^2 g(y) = 0 & (\text{II-10}) \end{cases}$$

Dont les solutions évidentes sont :

$$f(x) = A \cos(k_x \cdot x) + B \cdot \sin(k_x \cdot x) \quad (\text{II-11})$$

$$g(y) = C \cos(k_y \cdot y) + D \cdot \sin(k_y \cdot y) \quad (\text{II-12})$$

Où A, B, C, D, sont quatre constantes qui dépendent des conditions aux limites.

Le champ électrique E_z se présente donc sous la forme :

$$E_z(x, y) = [A \cdot \cos(k_x \cdot x) + B \cdot \sin(k_x \cdot x)] \cdot [C \cdot \cos(k_y \cdot y) + D \cdot \sin(k_y \cdot y)] \quad (\text{II-13})$$

Les conditions aux limites sur les surfaces parfaitement conductrices ont déjà été utilisées pour préciser la direction du champ électrique dans la cavité.

Les conditions aux limites sur les murs magnétiques parfaits imposent un champ magnétique tangentiel nul sur ces parois, soit :

$$B_x = 0 \quad \text{en } y = 0 \text{ et } y = b \quad (\text{II-14})$$

$$B_y = 0 \quad \text{en } x = 0 \text{ et } x = a \quad (\text{II-15})$$

De (II-4) et (II-14), on déduit :

$$B_x = 0 \quad \frac{\partial E_z(x,y)}{\partial y} = 0 \quad (\text{II-16})$$

$$\text{Où } \frac{\partial E_z}{\partial y} = -C \cdot k_y \cdot \sin(k_y \cdot y) + D \cdot k_y \cdot \cos(k_y \cdot y) = 0 \quad \text{en } y = 0 \text{ et } y = b \quad (\text{II-17})$$

$$\text{En } y = 0 \Rightarrow D k_y = 0 \Rightarrow D = 0 \quad (\text{II-18})$$

$$\text{En } y = b \Rightarrow k_y \cdot b = n \cdot \pi \Rightarrow k_y = n \cdot \pi / b \quad (\text{II-19})$$

n : étant un entier à priori quelconque.

De (II-4) et (II-15), on déduit :

$$B_y = 0 \quad \frac{\partial E_z(x,y)}{\partial x} = 0 \quad (\text{II-20})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = -A \cdot k_x \cdot \sin(k_x \cdot x) + B \cdot k_x \cdot \cos(k_x \cdot x) = 0 \quad \text{en } x = 0 \text{ et } x = a \quad (\text{II-21})$$

$$\text{En } x = 0 \quad \Rightarrow \quad B = 0 \quad (\text{II-22})$$

$$\text{En } x = a \quad \Rightarrow \quad k_x \cdot a = m \cdot \pi \quad \Rightarrow \quad k_x = m \cdot \pi / a \quad (\text{II-23})$$

m : étant un entier à priori quelconque.

En utilisant les expressions de k_x et k_y obtenus ci – dessus, et en tenant compte de la nullité des constantes B et D , le champ électrique (II-13) s'écrit sous la forme suivante, à une constante multiplicative près qui est posée arbitrairement égale à A' :

$$E_z(x, y) = A' \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad (\text{II-24})$$

Les composantes de champ magnétiques s'obtiennent à partir de la relation (II-4) :

$$B_x(x, y) = A' \frac{n\pi}{j\omega b} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad (\text{II-25})$$

$$B_y(x, y) = -A' \frac{m\pi}{j\omega a} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad (\text{II-26})$$

Les entiers m et n indiquent l'ordre des modes qui s'excitent suivant les directions x et y . Le mode suivant la direction z a été identifié comme correspondant à un entier $p = 0$, car tous les champs sont constants suivant cette direction pour des raisons évoquées supra.

La relation (II-8) permet de calculer la fréquence de résonance de chacun de ces modes. Réécrite avec les expressions de k_x et k_y données en (II-19) et (II-23), elle Permet de prévoir la fréquence de fonctionnement de l'antenne :

$$k^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (\text{II-27})$$

$$k = \frac{\omega}{v} = \omega \sqrt{\varepsilon\mu} = 2\pi f \sqrt{\varepsilon\mu} \quad (\text{II-28})$$

$$k^2 = 4\pi^2 f^2 \varepsilon\mu \Rightarrow f = \frac{k}{2\pi\sqrt{\mu\varepsilon}}$$

D'où on déduit :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{\varepsilon\mu}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (\text{II-29})$$

En pratique, le mode le plus utilisé est le mode $(m, n, p) = (1, 0, 0)$ ou $(m, n, p) = (0, 1, 0)$. On notera que l'entier p qui est associé à la direction Oz est toujours pris égal à 0 car suivant cette dimension, les composantes de champ électromagnétique sont constantes à l'intérieur de la cavité.

Quel que soit le mode utilisé, il est utile de représenter l'allure des champs électriques et magnétiques, ainsi que l'allure du courant sur le patch. Nous proposons de donner une représentation de ces élément dans le cas du mode fondamental $(1, 0, 0)$. En remplaçant les valeurs de $m = 1$ et $n = 0$ dans l'expression des champs (II-24), (II-25), (II-26), et en choisissant arbitrairement la constante $A' = 1$, on obtient :

$$E_z(x, y) = \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) \quad (\text{II-30})$$

$$B_x(x, y) = 0 \quad (\text{II-31})$$

$$B_y(x, y) = j \frac{\pi}{\omega a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \quad (\text{II-32})$$

Sur ce mode, les champs ne dépendent pas de y et sont donc constants suivant cette direction.

La quadrature temporelle (j) entre les champs électriques et magnétiques traduit les échanges d'énergie sous les formes électriques et magnétiques dans la cavité : en une abscisse x donnée, lorsque le module du champ électrique est maximum, le champ magnétique est nul, et réciproquement.

Les figures suivantes donnent une représentation des champs et courants sur le mode fondamental.

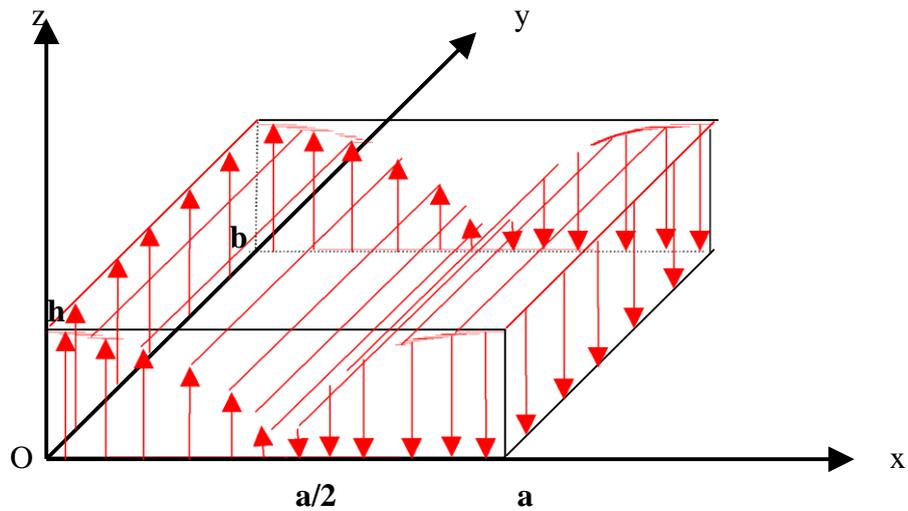


Figure II-5 : Représentation du champ électrique dans la cavité sur le mode $TM_{1,0,0}$.

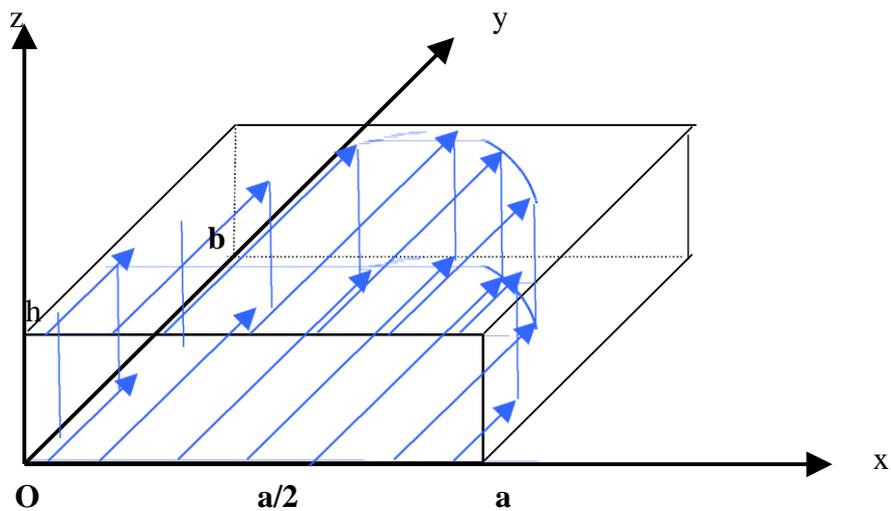


Figure II-6 : Représentation du champ magnétique dans la cavité sur le mode $TM_{1,0,0}$.

Cette figure doit être interprétée en rappelant que la longueur de la flèche représente l'amplitude du champ magnétique, et que ce champ n'a pas de variation en z, ni de variation en y : en d'autres termes, pour une abscisse x donnée, il est identique pour chaque cote y lorsque l'on se déplace suivant un axe parallèle à Oy à l'intérieur de la cavité.

Les courants à la surface du patch sont donnés par la relation :

$$\vec{J} = \vec{n} \wedge \vec{H} = -\vec{k} \wedge \frac{\vec{E}}{\mu} \quad (\text{II-33})$$

Soit donc :

$$\vec{J}(x, y) = j \frac{\pi}{\omega a \mu} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \vec{i} \quad (\text{II-34})$$

On peut leur associer la représentation de la figure (II-7).

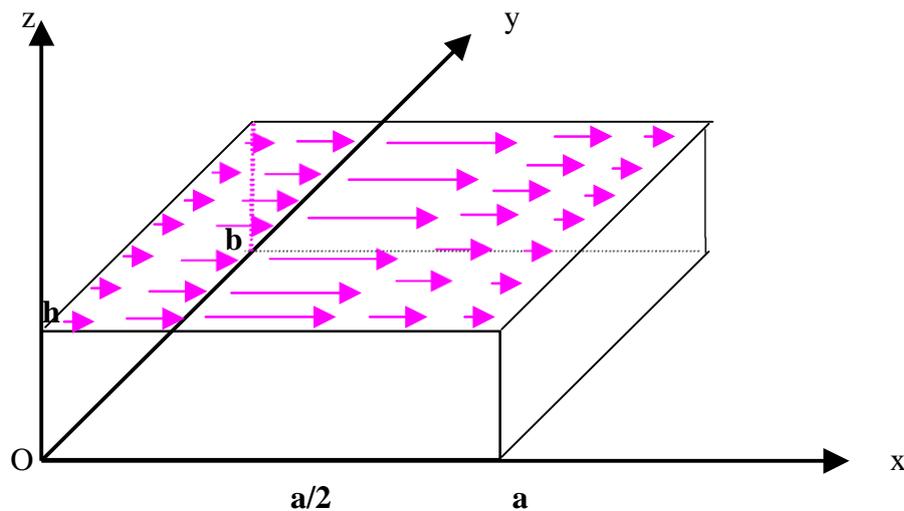


Figure II-7 : Représentation des courants sur le patch sur le mode $TM_{1,0,0}$.

L'orientation de ces courants qui sont tous parallèles est une caractéristique importante, car elle permet de définir deux plans de coupe dans lesquels la polarisation de l'onde rayonnée est parfaitement déterminée : le plan (E) qui contient le vecteur champ électrique et qui correspond au plan $y = 0$; et le plan (H) qui contient le champ magnétique et qui correspond au plan $x = 0$.

II.6.1. calcul des courants électriques ($\epsilon_r = 1$)

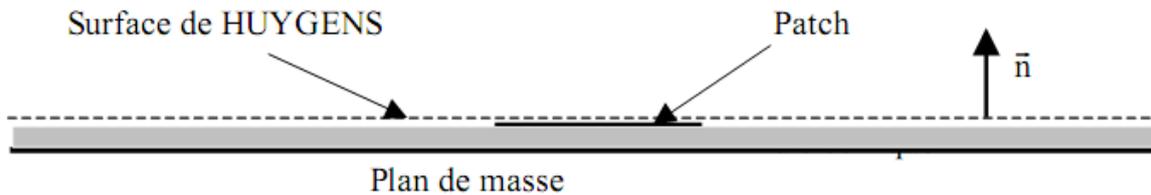
Le modèle de la cavité a permis de déterminer l'expression des courants électriques qui prennent naissance sur le patch et qui sont rappelés pour mémoire :

$$\vec{J}(x, y) = j \frac{\pi}{\omega \mu a} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \vec{t} \quad (\text{II-35})$$

II.6.2. Calcul de courant magnétique théorème d'équivalence ($\epsilon_r \neq 1$)

L'application du théorème d'équivalence se fait en respectant les étapes suivantes :

Etape 1 : définition de la surface de HUYGENS



La surface de HUYGENS est constituée par un plan théoriquement infini, situé juste au-dessus du patch et du diélectrique.

Etape 2 : définition des courants équivalents



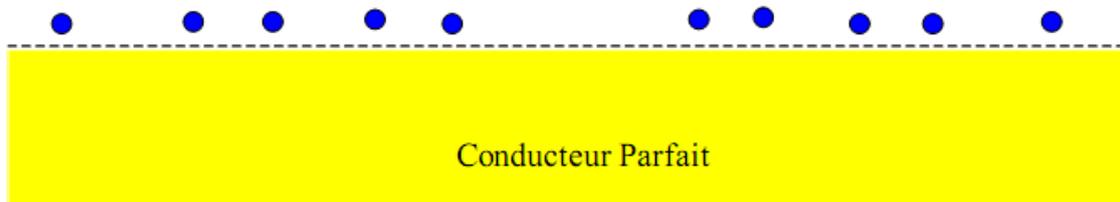
Les courants électriques et magnétiques équivalents sont définis à partir des champs présents sur la surface de HUYGENS par les relations :

$$\vec{J}_E = \vec{n} \wedge \vec{H} \quad \vec{J}_M = -\vec{n} \wedge \vec{E} \quad (\text{II-36})$$

Sur le patch, le champ électrique tangentiel étant nul, il n'existe que des courants électriques équivalents.

D'après le théorème d'équivalence, le rayonnement de ces courants équivalents conduit à un champ électromagnétique inchangé au-dessus de la surface de HUYGENS, et à un champ électromagnétique nul en dessous de cette surface.

Etape 3 : On remplit la région où le champ est nul par un conducteur électrique parfait



Puisque le champ électromagnétique est nul dans le demi espace inférieur, on peut, à condition de prendre en compte les modifications que cela implique, remplir cet espace par un matériau parfaitement conducteur.

Etape 4 : On applique le théorème des images par rapport à la surface de HUYGENS.

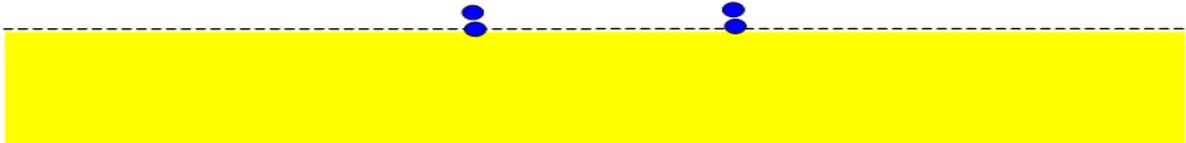
Chaque courant électrique tangentiel au-dessus de la surface a une image opposée en dessous : on en déduit qu'à la limite, les deux courants s'annulent lorsqu'ils sont tous les deux au niveau de la surface. Par conséquent, le rayonnement des courants électriques est nul.

Chaque courant magnétique tangentiel au-dessus de la surface a une image de même sens en dessous : on en déduit qu'à la limite, les deux courants s'ajoutent lorsqu'ils sont tous les deux au niveau de la surface. Par conséquent, le rayonnement des courants magnétique est doublé par la présence du matériau parfaitement conducteur.



Etape 5 : Simplification

Les courants magnétiques équivalents n'ont une valeur significative qu'au voisinage immédiat du patch : on montre que leur décroissance est exponentielle au fur et à mesure que l'on s'éloigne de bord. On peut donc considérer avec une bonne approximation que le champ rayonné par l'antenne peut être déduit des courants magnétiques localisés autour du patch :



Moyennant quelques approximations, l'évaluation des courants magnétiques équivalents peut se faire de la manière suivante (Figure II-12) : sur les côtés du patch (la figure représente un côté du patch parallèle à oy) c'est-à-dire AD ou BC, on définit un parcours (C) = MNOPM

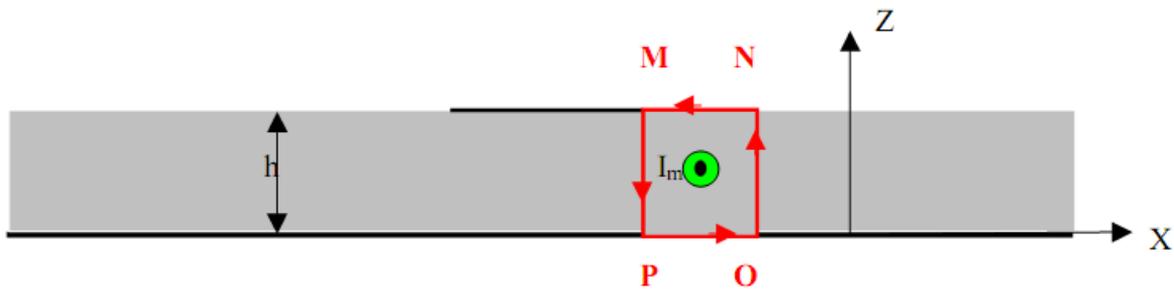


Figure II-12 : Coupe dans un plan xOz

La relation d'Ampère sur un contour fermé (C) = MNOPM s'écrit en termes de courants électriques :

$$\oint_{MNOPM} \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_e \quad (\text{II-37})$$

Généralisée aux courants magnétiques, elle devient :

$$\oint_{MNOPM} \vec{E} \cdot d\vec{l} = I_m \quad (\text{II-38})$$

La circulation du vecteur champ électrique peut se décomposer :

$$\oint_{MNOPM} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_{MN} E_x^e dx + \int_{NO} E_z^e dz + \int_{op} E_x^e dx + \int_{PM} E_z^e dz = I_m \quad (\text{II-39})$$

$$(1) \qquad (2) \qquad (3) \qquad (4)$$

Où les indices i et e désignent respectivement les champs intérieurs et extérieurs à la cavité.

Si on suppose le champ électrique confiné dans la cavité, les intégrales (1), (2), (3), sont nulles, et il reste :

$$\oint_{MNOPM} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_{PM} E_z^i dz$$

D'où l'écriture vectorielle de la densité linéique de courant magnétique qui entoure le patch, sur la portion AD ou BC :

$$\vec{J}_m = -E_z^i \vec{j} \quad (\text{II-40})$$

On peut représenter une ligne de densité courant magnétique qui entoure le patch

(Figure II-13).

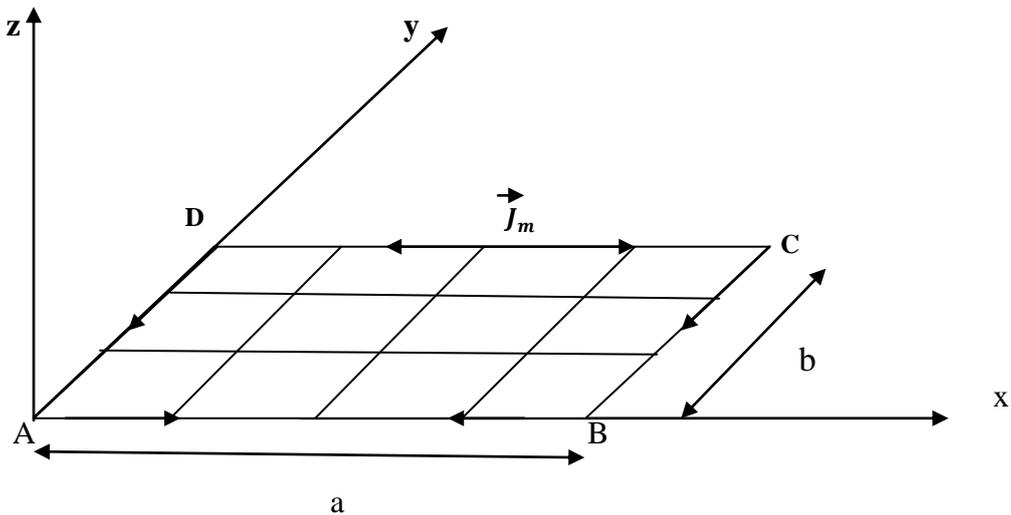


Figure II-13 : courant magnétique équivalents qui entoure le patch rectangulaire

En posant $AB = DC = a$ et $AD = BC = b$, les courants magnétiques \vec{J}_m sont déduits du champ interne E_z et s'expriment de la manière suivante, sur le mode fondamental :

- Sur la portion AB : $\vec{J}_m = E_0 \cdot \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \vec{i}$ (II-41)

- Sur la portion BC : $\vec{J}_m = -E_0 \vec{j}$ (II-42)

- Sur la portion DC: $\vec{J}_m = -E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \vec{i}$ (II-43)

- Sur la portion AD : $\vec{J}_m = -E_0 \vec{j}$ (II-44)

II.7. CONCLUSION

Nous avons présenté l'antenne imprimée, et nous sommes intéressées à étudier le modèle de la cavité pour établir l'équation de la densité de courant électrique et magnétique sur l'antenne patch, pour $\varepsilon_r = 1$ et $\varepsilon_r \neq 1$.

CHAPITRE II

CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE
RAYONNE PAR L'ANTENNE PATCH

III.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons appliquer les résultats des chapitres précédents, pour calculer le champ électromagnétique rayonné dans la zone en champ lointain en fonction de la densité de courant de l'antenne patch. Pour une permittivité relative de diélectrique égale à 1, puis pour la permittivité relative différente de 1.

III.2. LE CHAMP RAYONNE

De la connaissance de mode qui est installé dans la cavité, on déduit la répartition des courants sur le patch. Cette répartition n'est pas rigoureusement celle qui peut être mesurée dans la réalité, ou évaluée par des méthodes numériques à formulations rigoureuses, car il y a des perturbations des champs qui apparaissent au niveau de l'alimentation du patch, que ce soit par coaxial, par ligne, ou par fente. Mais le caractère résonnant est suffisamment fort pour que la forme des courants imposés par le mode constitue une bonne approximation de la réalité, et donne une allure correcte du champ rayonné.

Il conviendrait d'être plus prudent si on s'intéressait à des niveaux de polarisation croisée relativement bas, dans lesquels des perturbations mêmes mineures de la répartition des champs pourraient jouer un rôle significatif.

De cette répartition de courant, on peut déduire le champ lointain rayonné par l'antenne. Il existe plusieurs manières de faire un calcul analytique du champ rayonné. Nous allons en présenter deux, une très simple, mais valide uniquement lorsque la permittivité relative du diélectrique est égale à 1 (le diélectrique est assimilé à l'air), une autre peu plus complexe, mais applicable avec n'importe quelle permittivité relative.

III.3. CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE ($\epsilon_r = 1$)

Si les courants rayonnent dans l'espace libre, on peut obtenir le champ rayonné par application de l'intégrale de rayonnement. Le plan de masse sera pris en compte en appliquant le théorème des images.

Dans un premier temps, nous calculons le champ lointain rayonné en espace libre au point M repéré par ses coordonnées sphériques (r, θ, φ) (figure III-1)

$$\vec{E}(M) = \frac{jk}{4\pi} \eta \Psi(r) \iint_S \{(\vec{J}(x, y) \wedge \vec{u}_r) \wedge \vec{u}_r\} e^{j\vec{k} \cdot \vec{op}} ds \quad (\text{III-1})$$

Où - s représente la surface du patch sur laquelle on trouve les courants.

- $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \text{ } (\Omega)$ est l'impédance d'onde du vide
- $k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 = \omega^2 / c^2$
- $\Psi(r) = e^{-jkr} / r$
- \vec{u}_r est un vecteur unitaire dans la direction de propagation.
- $\vec{k} = k \vec{u}_r$ est le vecteur d'onde. Et $\vec{u}_r = \sin \theta \cos \varphi \vec{i} + \sin \theta \sin \varphi \vec{j} + \cos \theta \vec{k}$

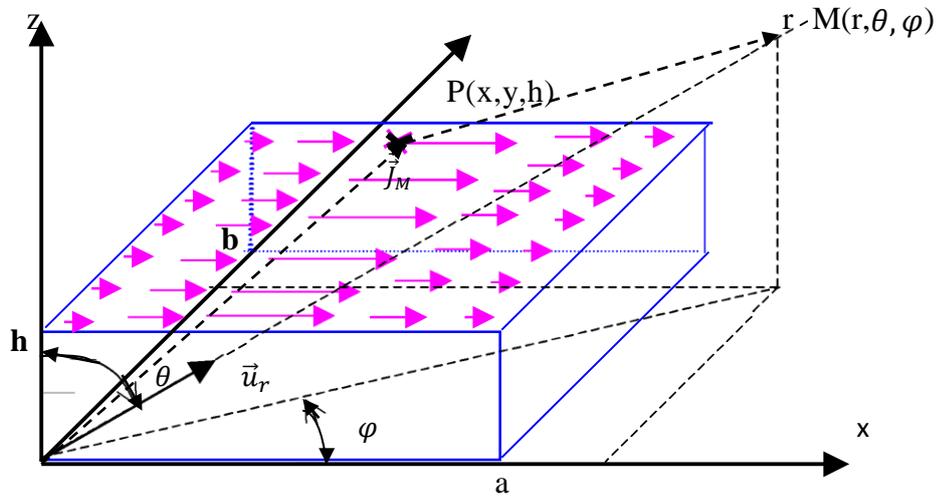


Figure III-1 : Représentation du référentiel et des coordonnées pour le calcul du champ lointain rayonné par les courants.

En substituant les courants (II-35) dans l'intégrale (III-1), et en regroupant les termes constants sous une constante C_1 , on obtient :

$$\vec{E}(M) = C_1 \iint_{(s)} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) \{(\vec{i} \wedge \vec{u}_r) \wedge \vec{u}_r\} e^{j\vec{k} \cdot \vec{op}} ds \quad \text{(III-2)}$$

Et $C_1 = - \frac{k}{4a\omega\mu} \eta \psi(r)$

Le vecteur de polarisation de l'onde rayonnée est donné par le double produit vectoriel :

$$(\vec{i} \wedge \vec{u}_r) = \begin{pmatrix} \vec{u}_r & \vec{u}_\theta & \vec{u}_\varphi \\ \sin \theta \cos \varphi & \cos \theta \cos \varphi & -\sin \varphi \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \varphi \\ -\cos \theta \cos \varphi \end{pmatrix}$$

$$(\vec{i} \wedge \vec{u}_r) \wedge \vec{u}_r = \begin{pmatrix} \vec{u}_r & \vec{u}_\theta & \vec{u}_\varphi \\ 0 & -\sin \varphi & -\cos \theta \cos \varphi \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\cos \theta \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix} \quad (\text{III-3})$$

P : est un point courant de la surface, de coordonnées (x, y, h), où est situé le courant. Le produit scalaire de (III-2) s'évalue de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \overline{OP} &= x \vec{i} + y \vec{j} + h \vec{k} \\ \vec{k} &= k \vec{U}_r = k \sin \theta \cos \varphi \vec{i} + k \sin \theta \sin \varphi \vec{j} + k \cos \theta \vec{k} \\ \vec{k} \cdot \overline{OP} &= k(x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + h \cos \theta) \end{aligned} \quad (\text{III-4})$$

En utilisant ces deux derniers résultats, l'intégrale (III-2) s'écrit :

$$\begin{aligned} \vec{E}(M) &= \\ &C_1 e^{jkh \cos \theta} \int_0^b e^{jk y \sin \theta \sin \varphi} dy \int_0^a \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{jk x \sin \theta \cos \varphi} dx (-\cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\theta + \\ &\sin \varphi \vec{u}_\varphi) \end{aligned} \quad (\text{III-5})$$

Afin d'alléger l'écriture, on peut poser :

$$v = k \sin \theta \sin \varphi \quad (\text{III-6})$$

$$w = k \sin \theta \cos \varphi \quad (\text{III-7})$$

Les intégrales présentes dans (III-5) deviennent alors :

$$\int_0^b e^{jvy} dy = \frac{e^{jvy}}{jv} \Big|_{y=0}^{y=b} = \frac{e^{jvb} - 1}{jv} \quad \text{Pour } v \text{ différent de } 0 \quad (\text{III-8})$$

$$\int_0^b e^{jvy} dy = b \quad \text{Pour } v = 0 \quad (\text{III-9})$$

$$\int_0^a e^{jwx} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) dx = \frac{\frac{\pi}{a}}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - w^2} (e^{jwa} + 1) = \frac{2\pi}{a} \frac{\cos \omega \frac{a}{2}}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - \omega^2} \quad (\text{III-10})$$

Pour w différent de k = $\frac{\pi}{a}$

$$\int_0^a e^{jwx} \sin\left(\frac{\pi}{a} x\right) dx = j \frac{a}{2} \quad \text{Pour } w = k = \frac{\pi}{a} \quad (\text{III-11})$$

D'où l'écriture globale du champ rayonné en espace libre par les courants présents sur le patch :

$$\vec{E}(M) = C_1 e^{jkh \cos \theta} \frac{e^{jvb-1}}{jv} \frac{\frac{\pi}{a}(e^{jwa+1})}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - w^2} (-\cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\theta + \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-12})$$

Cette écriture peut encore se simplifier, en rappelant que $k = 2\pi/\lambda$ et que sur le mode fondamental, et pour un diélectrique tel que $\epsilon_r = 1$, la dimension de l'antenne a est égale à $\lambda/2$. On en déduit que dans ce cas particulier, $k = \pi/a$.

Nous devons maintenant prendre en compte l'influence du plan de masse en considérant le rayonnement des courants images qui sont opposées au courants du patch, et situés à la cote- h , d'où leur expression déduite de (III-12) :

$$\vec{E}(M)_{image} = -C_1 e^{-jkh \cos \theta} \frac{e^{jvb-1}}{jv} \frac{k(e^{jwa+1})}{k^2 - w^2} (-\cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\theta + \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-13})$$

En sommant (III-12) et (III-13), on obtient le champ total rayonné sur l'antenne et son plan de masse :

$$\vec{E}(M)_{TOTAL} = C_1 2j \sin(kh \cos \theta) \frac{e^{jvb-1}}{jv} \frac{k(e^{jwa+1})}{k^2 - w^2} (-\cos \theta \cos \varphi \vec{u}_\theta + \sin \varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-14})$$

III.4.CALCUL DU CHAMP ELM RAYONNE DANS LA ZONE EN CHAMP LOINTAIN ($\epsilon_r \neq 1$)

Le calcul du champ rayonné va s'effectuer à l'aide de l'intégrale de rayonnement généralisée au courant magnétique :

$$\vec{E}(M) = -\frac{jk}{4\pi} \Psi(r) \int_I \{\vec{J}_m \wedge \vec{u}_r\} e^{j\vec{k} \cdot \vec{OM}} dl = C \int_I \{\vec{J}_M \wedge \vec{u}_r\} e^{j\vec{k} \cdot \vec{OM}} dl \quad (\text{III-15})$$

Dans la suite du calcul, nous poserons la constante $C = -j k \Psi(r)/4\pi$.

Nous posons également dans un souci de simplification d'écriture :

$$w = k \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi \quad \text{et} \quad v = k \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi \quad (\text{III-16})$$

D'où l'expression déjà rencontrée de l'exponentielle présente dans (III-15) :

$$e^{j\vec{k} \cdot \vec{op}} = e^{j(w_x + v_y)} \quad (\text{III-17})$$

Le calcul du champ total rayonné s'obtient en évaluant les contributions de chaque ligne de courant magnétique équivalent.

III.4.1. Champ lointain rayonné par les courants magnétiques sur la portion AD

$$\vec{E}_{AD}(M) = -E_0 C \int_{y=0}^{y=b} (\vec{j} \wedge \vec{u}_r) e^{j(\vec{k} \cdot \vec{op})} dy \quad (\text{III-18})$$

Soit, en tenant compte du fait que $x = 0$ entre A et D

$$\vec{E}_{AD}(M) = -E_0 C \int_{y=0}^{y=b} e^{jvy} dy (\cos\varphi \vec{u}_\theta - \cos\theta \sin\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-19})$$

$$\vec{E}_{AD}(M) = -E_0 C \frac{e^{jvb} - 1}{jv} (\cos\varphi \vec{u}_\theta - \cos\theta \sin\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-20})$$

$$\vec{E}_{AD}(M) = -b E_0 C e^{\frac{jvb}{2}} \frac{\sin\frac{vb}{2}}{\frac{vb}{2}} (\cos\varphi \vec{u}_\theta - \cos\theta \sin\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-21})$$

III.4.2. Champ lointain rayonné par les courants magnétiques sur la portion BC

Par rapport au cas précédent, les courants sont de même sens. Puisque le point P se déplace sur la droite $x = a$, on a :

$$e^{j\vec{k} \cdot \vec{OP}} = e^{j(w_a + v_y)} \quad (\text{III-22})$$

et donc :

$$\vec{E}_{BC}(M) = -b E_0 C e^{jwa} e^{\frac{jvb}{2}} \frac{\sin\frac{vb}{2}}{\frac{vb}{2}} (\cos\varphi \vec{u}_\theta - \cos\theta \sin\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-23})$$

III.4.3. Champ lointain rayonné par les portions AD et BC

Il s'obtient en sommant les contributions de AD (III-21) et BC (III-23) :

$$\vec{E}_{AD,BC}(M) = -b E_0 C (1 + e^{jwa}) e^{\frac{jvb}{2}} \frac{\sin\frac{vb}{2}}{\frac{vb}{2}} (\cos\varphi \vec{u}_\theta - \cos\theta \sin\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-24})$$

$$\vec{E}_{AD,BC}(M) = -2b E_0 C e^{\frac{j(wa+vb)}{2}} \cos\left(\frac{wa}{2}\right) \frac{\sin\frac{vb}{2}}{\frac{vb}{2}} (\cos\varphi \vec{u}_\theta - \cos\theta \sin\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-25})$$

III.4.4. Champ lointain rayonné par la portion AB

Sur la portion AB, le courant est donné par l'expression (II-41). D'après l'intégrale de rayonnement généralisée au courant magnétique (III-15), le champ lointain s'obtient en calculant :

$$\vec{E}_{AB}(M) = C \int_{x=0}^{x=a} E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) (\vec{i} \wedge \vec{u}_r) e^{j(\vec{k} \cdot \vec{OM})} dx \quad (\text{III-26})$$

Puisque $y = 0$ sur cette portion, on obtient après développement du produit vectoriel :

$$\vec{E}_{AB}(M) = -C E_0 \int_{x=0}^{x=a} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{jwx} dx (\sin\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \cos\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-27})$$

$$\vec{E}_{AB}(M) = -C E_0 w e^{\frac{jwa}{2}} \frac{\cos\frac{wa}{2}}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} (\sin\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \cos\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-28})$$

III.4.5 Champ lointain rayonné par la portion DC

Il se déduit du champ lointain rayonné par la portion AB, en notant que le sens des courants est inversé, et que l'intégrale se calcule sur une portion de droite telle que $y = b$:

$$\vec{E}_{DC}(M) = C E_0 e^{jvb} j w e^{\frac{jwa}{2}} \frac{\cos\frac{wa}{2}}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} (\sin\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \cos\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-29})$$

III.4.6. Champ lointain rayonné par les portions AB et DC

Il s'obtient en sommant les contributions de AD (III-28) et (III-29) :

$$\vec{E}_{AB,DC}(M) = C E_0 (e^{jvb} - 1) j w e^{\frac{jwa}{2}} \frac{\cos\frac{wa}{2}}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} (\sin\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \cos\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-30})$$

$$\vec{E}_{AB,DC}(M) = -2C E_0 \sin\frac{vb}{2} w e^{\frac{j(wa+bb)}{2}} \frac{\cos\frac{wa}{2}}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} (\sin\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \cos\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (\text{III-31})$$

Enfin, le champ total rayonné s'obtient en sommant toutes les contributions, soit les relations (III-25) et (III-31). En omettant les termes constants qui sont normalisés dans le diagramme de rayonnement, on obtient :

$$\begin{aligned} \vec{E}(M) = & \left\{ b \cos\left(\frac{wa}{2}\right) \frac{\sin\left(\frac{vb}{2}\right)}{\frac{vb}{2}} \cos\varphi + w \sin\left(\frac{vb}{2}\right) \frac{\cos\left(\frac{wa}{2}\right)}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \sin\varphi \right\} \vec{u}_\theta \\ & + \left\{ -b \cos\left(\frac{wa}{2}\right) \frac{\sin\left(\frac{vb}{2}\right)}{\frac{vb}{2}} \sin\varphi + w \sin\left(\frac{vb}{2}\right) \frac{\cos\left(\frac{wa}{2}\right)}{w^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \cos\varphi \right\} \cos\theta \vec{u}_\varphi \end{aligned} \quad (\text{III-32})$$

III.5. CONCLUSION

Nous avons utilisé les résultats des chapitres précédents, pour établir l'expression du champ électromagnétique rayonné dans la zone en champ lointain, en fonction de la densité de courant qui traverse l'antenne patch, et cette antenne est caractérisée par des paramètres que nous allons les voir dans le quatrième chapitre.

CHAPITRE IV

CARACTERISTIQUES DE L'ANTENNE PATCH

IV.1. INTRODUCTION

L'antenne peut être caractérisée par différentes paramètres, et dans ce dernier chapitre, nous allons rappeler les caractéristiques de rayonnement d'une antenne, tels que l'intensité de rayonnement, la puissance, la résistance, la fonction caractéristique, la polarisation, l'impédance d'entrée, la fréquence de résonance, la directivité et le gain...etc. Avec leurs applications à l'antenne patch. Et l'influence des constituants de l'antenne patch sur ces caractéristiques.

IV.2. LES PARAMETRES DES ANTENNES

IV.2.1. Vecteur de Poynting – densité surfacique de puissance

Les ondes électromagnétiques sont utilisées transporter pour des informations d'un point à un autre. Il est donc naturel d'associer au champ électromagnétique une puissance et une énergie.

La densité surfacique de puissance d'une onde électromagnétique est égale à la grandeur du vecteur de Poynting :

$$\vec{N}(M, t) = \vec{E}(M, t) \wedge \vec{H}(M, t)$$

où $\vec{N}(M, t)$: vecteur de poynting instantané. (w/m^2)

$\vec{E}(M, t)$: Champ électrique instantané. (V/m)

$\vec{H}(M, t)$: Champ magnétique instantané. (A/m)

Le vecteur de Poynting est donc homogène à une densité surfacique de puissance ($\frac{Watt}{m^2}$).

La puissance traversant une surface S est donc égale au flux du vecteur de Poynting à travers cette surface :

$$P = \iint_S \vec{N}(M, t) \cdot \vec{dS} = \iint_S \vec{N}(M, t) \cdot \vec{n} dS$$

\vec{n} étant le vecteur unitaire normal en chaque point de la surface S.

* **En régime harmonique du temps, on a**

$$\vec{E}(M, t) = R_e [\vec{E}(M, t)] = R_e [\vec{E}(M) e^{j\omega t}]$$

$$\vec{E}(M, t) = R_e \{ [\vec{E}_r(M) + j \vec{E}_i(M)] [\cos \omega t + j \sin \omega t] \}$$

Donc le champ électrique réel est

$$\vec{E}(M, t) = \vec{E}_r(M) \cos \omega t - \vec{E}_i(M) \sin \omega t$$

Il en est de même pour le champ magnétique réel instantané

$$\vec{H}(M) = \vec{H}_r(M) \cos \omega t - \vec{H}_i(M) \sin \omega t$$

* Le vecteur POYNTING instantané est donc :

$$\vec{N}(M, t) = (\vec{E}_r \wedge \vec{H}_r) \cos^2 \omega t + (\vec{E}_i \wedge \vec{H}_i) \sin^2 \omega t - [\vec{E}_r \wedge \vec{H}_i + \vec{E}_i \wedge \vec{H}_r] \sin \omega t \cos \omega t.$$

La valeur moyenne du vecteur de POYNTING est :

$$\langle \vec{N}(M, t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{N}(M, t) dt.$$

et comme la valeur moyenne de $\cos^2 \omega t$ et elle de $\sin^2 \omega t$ sont toutes les deux égales à $\frac{1}{2}$, celle de $\sin \omega t \cos \omega t$ étant nulle, on a :

$$\langle \vec{N}(M, t) \rangle = \frac{1}{2} [\vec{E}_r \wedge \vec{H}_r + \vec{E}_i \wedge \vec{H}_i]$$

En remarquant que :

$$\begin{aligned} \vec{E} \wedge \vec{H}^* &= (\vec{E}_r + j \vec{E}_i) \wedge (\vec{H}_r - j \vec{H}_i) \\ &= (\vec{E}_r \wedge \vec{H}_r + \vec{E}_i \wedge \vec{H}_i) + j (\vec{E}_i \wedge \vec{H}_r - \vec{E}_r \wedge \vec{H}_i) \end{aligned}$$

Et donc que :

$$(\vec{E}_r \wedge \vec{H}_r + \vec{E}_i \wedge \vec{H}_i) \equiv R_e[\vec{E} \wedge \vec{H}^*]$$

On arrive à

$$\langle \vec{N}(M, t) \rangle = \frac{1}{2} R_e[\vec{E} \wedge \vec{H}^*] = R_e[\vec{E}_{eff} \wedge \vec{H}_{eff}^*]$$

Cette valeur moyenne représente la densité surfacique de puissance active. La partie imaginaire représente la densité surfacique de puissance réactive.

* La valeur moyenne de la puissance active traversant une surface S est donc :

$$P_{moy} = \frac{1}{2} \iint_{(S)} R_e[\vec{E} \wedge \vec{H}^*] \cdot dS$$

IV.2.2. Intensité de rayonnement

IV.2.2.1. Champs dans la zone en champ lointain

Dans cette zone, l'amplitude complexe associée au champ électrique s'écrit :

$$\vec{E}_\infty(M) = \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{E}(\theta, \varphi)$$

Il en est de même pour le champ magnétique :

$$\vec{H}(M) = \frac{1}{\eta} \vec{u}_r \wedge \vec{E}(M) = \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{1}{\eta} \vec{u}_r \wedge \vec{E}(\theta, \varphi)$$

$$\vec{H}(M) = \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{H}(\theta, \varphi) \quad \text{avec} \quad \vec{H}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\eta} \vec{u}_r \wedge \vec{E}(\theta, \varphi)$$

On remarque que $\vec{E}(M) \perp \vec{H}(M)$; $\vec{E}(M) \perp \vec{u}_r$; $\vec{H}(M) \perp \vec{u}_r$

La valeur moyenne du vecteur de Poynting est :

$$\langle \vec{N}(M) \rangle = \frac{1}{2} R_e [\vec{E}(M) \wedge \vec{H}^*(M)]$$

$$\text{Comme} \quad \vec{H}^*(M) = \frac{e^{+jkr}}{r} \vec{H}^*(\theta, \varphi)$$

$$\text{Où} \quad \vec{H}^*(M) = \frac{1}{\eta} \vec{u}_r \wedge \vec{E}^*(M)$$

$$\text{Donc} \quad \vec{H}^*(M) = \frac{e^{+jkr}}{r} \frac{1}{\eta} \vec{u}_r \wedge \vec{E}^*(\theta, \varphi)$$

$$\text{D'où} \quad \langle \vec{N}(M) \rangle = \frac{1}{2} R_e \left\{ \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{E}(\theta, \varphi) \wedge \left[\frac{e^{+jkr}}{r} \frac{1}{\eta} \vec{u}_r \wedge \vec{E}^*(\theta, \varphi) \right] \right\}$$

$$\langle \vec{N}(M) \rangle = \frac{1}{2} R_e \left\{ \frac{1}{\eta r^2} \vec{E}(\theta, \varphi) \wedge [\vec{u}_r \wedge \vec{E}^*(\theta, \varphi)] \right\}$$

$$|\langle \vec{N}(M, t) \rangle| = \frac{1}{2\eta r^2} R_e \left\{ \vec{E}(\theta, \varphi) \wedge [\vec{u}_r \wedge \vec{E}^*(\theta, \varphi)] \right\}$$

De l'analyse vectorielle on a : $\vec{a} \wedge (\vec{b} \wedge \vec{c}) = \vec{b}(\vec{a} \cdot \vec{c}) - \vec{c}(\vec{a} \cdot \vec{b})$

Donc

$$\begin{aligned} \vec{E}(\theta, \varphi) \wedge [\vec{u}_r \wedge \vec{E}^*(\theta, \varphi)] &= \vec{u}_r [\vec{E}(\theta, \varphi) \cdot \vec{E}^*(\theta, \varphi)] - \vec{E}^*(\theta, \varphi) [\vec{E}(\theta, \varphi) \cdot \vec{u}_r] \\ &= \vec{u}_r [\vec{E}(\theta, \varphi) \cdot \vec{E}^*(\theta, \varphi)] \end{aligned}$$

$$\text{Car} \quad \vec{E}(\theta, \varphi) \cdot \vec{u}_r = 0 \quad \text{car} \quad \vec{E}(\theta, \varphi) \perp \vec{u}_r .$$

Comme

$$\begin{aligned} \vec{E}(\theta, \varphi) \cdot \vec{E}^*(\theta, \varphi) &= [\vec{u}_r(\theta, \varphi) + j \vec{E}_i(\theta, \varphi)] \cdot [\vec{E}_r(\theta, \varphi) - j \vec{E}_i(\theta, \varphi)] \\ &= |\vec{E}_r|^2 + |\vec{E}_i|^2 = |\vec{E}(\theta, \varphi)|^2 \end{aligned}$$

Finalement on a

$$\langle \vec{N}(M, t) \rangle = \frac{1}{2\eta r^2} |\vec{E}(\theta, \varphi)|^2 \vec{u}_r$$

$$\text{Où} \quad \langle \vec{N}(M, t) \rangle = \frac{1}{r^2} \frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \varphi)|^2 \vec{u}_r \quad \text{dans la zone en champ lointain.}$$

IV.2.2.2. Intensité de rayonnement

On remarque la variable r est séparée des variables angulaires θ et φ dans l'expression de la valeur moyenne du vecteur de Poynting. Cette dernière décroît en $\frac{1}{r^2}$ comme l'exige la conservation de l'énergie. Afin de s'affranchir de cette dépendance et ne garder que la dépendance en θ et φ , on définit l'intensité de rayonnement d'une antenne par :

$$\psi(\theta, \varphi) \triangleq |\langle \vec{N}(M, T) \rangle| r^2$$

C'est un paramètre de l'antenne dans la zone en champ lointain.

L'intensité de rayonnement s'écrit aussi :

$$\psi(\theta, \varphi) = \frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \varphi)|^2$$

IV.2.3. Puissance totale rayonnée par une antenne

Elle est égale au flux de la valeur moyenne du vecteur de Poynting à travers une surface fermée quelconque ; on prendra alors une surface d'une sphère de rayon suffisamment grand pour être dans la zone en champ lointain. On a donc :

$$P_r \triangleq \oiint \langle \vec{N}(M, t) \rangle \cdot \vec{ds}$$

$$P_r \triangleq \oiint |\langle \vec{N}(M, t) \rangle| \vec{u}_r \cdot \vec{ds}$$

Et comme par définition de l'angle solide élémentaire, on a :

$$d\Omega \triangleq \frac{\vec{ds} \cdot \vec{u}_r}{r^2} \Rightarrow \vec{u}_r \cdot \vec{ds} = r^2 d\Omega$$

En coordonnées sphériques (r, θ, φ) on a : $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$

Donc $\vec{u}_r \cdot \vec{ds} = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi$ et par conséquent :

$$P_r \triangleq \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\langle \vec{N}(M, t) \rangle| r^2 \sin \theta d\theta d\varphi$$

Que l'on peut écrire en fonction de l'intensité de rayonnement $\psi(\theta, \varphi)$:

$$P_r = \oiint_{\text{sur tout l'espace}} \psi(\theta, \varphi) d\Omega$$

Ou plus simplement :

$$P_r \triangleq \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \psi(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi$$

$\psi(\theta, \varphi)$ est donc homogène à une puissance rayonnée par unité d'angle solide ; elle s'exprime donc en $\frac{\text{Watts}}{\text{stéradians}} = \frac{W}{sr}$

Que l'on peut écrire aussi en fonction de $\vec{E}(\theta, \varphi)$:

$$P_r \triangleq \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi$$

IV.2.4. Résistance de rayonnement d'une antenne

Par analogie à la puissance dissipée par effet Joule, on définit la résistance de rayonnement d'une antenne par :

$$P_r \triangleq R_r I_{eff}^2 \Rightarrow R_r = \frac{1}{I_{eff}^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta \, d\theta \, d\varphi$$

Pour une antenne, plus grande est sa résistance de rayonnement mieux elle rayonne.

IV.2.5. Fonction caractéristique de rayonnement

IV.2.5.1 Diagramme de rayonnement

Soit $\psi(\theta, \varphi)$, l'intensité de rayonnement de l'antenne dans la direction $\Delta(\theta, \varphi)$ et soit $\Delta_0(\theta_0, \varphi_0)$ une direction particulière de l'espace dans laquelle l'intensité de rayonnement est maximale, soit ψ_{max} , cette intensité de rayonnement maximale ; alors, le rapport, sans dimension suivant :

$$R(\theta, \varphi) = \frac{\psi(\theta, \varphi)}{\psi_{max}}$$

Est la fonction caractéristique de rayonnement. Sa représentation graphique s'appelle surface caractéristique de rayonnement. Comme la surface caractéristique est à trois dimensions (figure dans l'espace), On se contente souvent de représenter certaines coupes de cette surface :

$R(\theta_{variable}, \varphi = \varphi_0 = cst)$: diagramme de rayonnement en élévation et $R(\theta = \theta_0 = cst, \varphi_{variable})$:

Diagramme de rayonnement en azimuth.

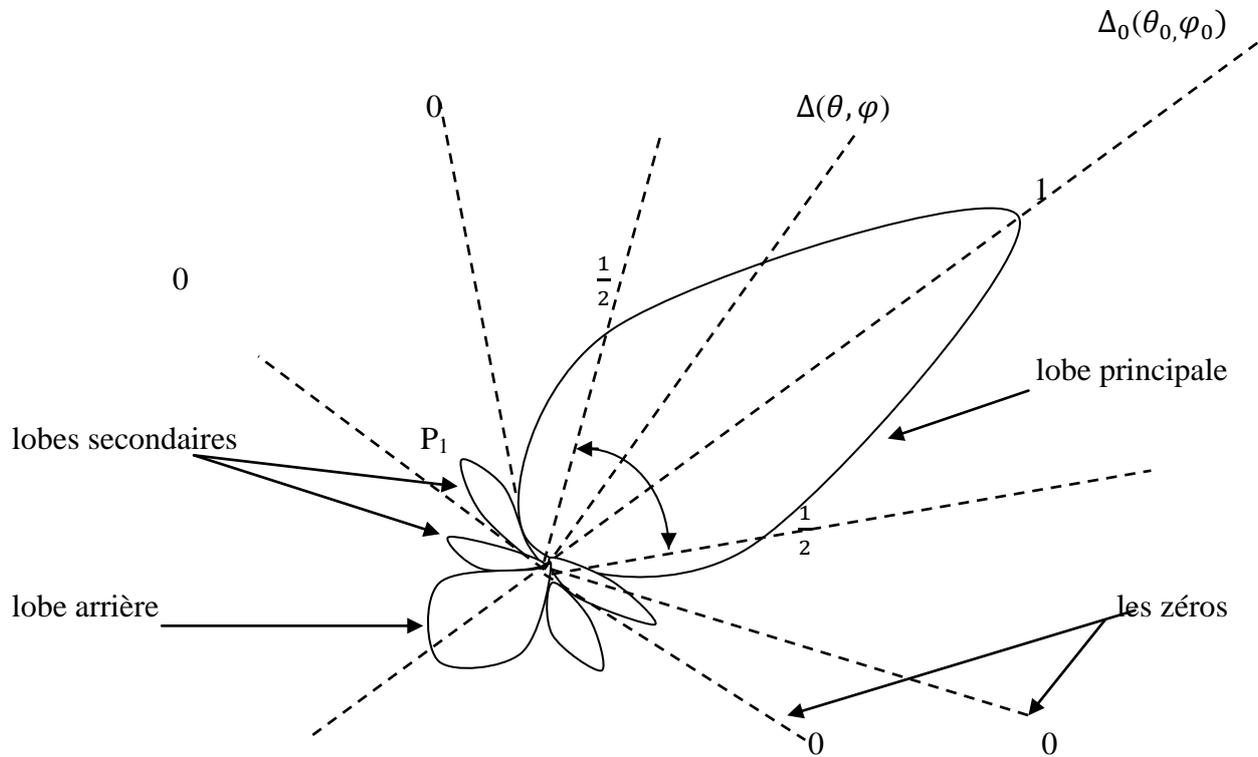
$$\text{Nous remarquons aussi : } R(\theta, \varphi) = \frac{\psi(\theta, \varphi)}{\psi_{max}} = \frac{\frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \varphi)|^2}{\frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \varphi)|_{max}^2} = \frac{|\vec{E}(\theta, \varphi)|^2}{|\vec{E}(\theta, \varphi)|_{max}^2}$$

$$R(\theta, \varphi) = \frac{\psi(\theta, \varphi)}{\psi_{max}} = \frac{|\langle \vec{N}(r, \theta, \varphi) \rangle| r^2}{|\langle \vec{N}(r, \theta, \varphi) \rangle|_{max} r^2} = \frac{|\langle \vec{N}(r, \theta, \varphi) \rangle|}{|\langle \vec{N}(r, \theta, \varphi) \rangle|_{max}}$$

$$\text{Que l'on peut écrire : } R(\theta, \varphi) = \frac{\psi(\theta, \varphi)}{\psi_{max}} = \frac{|\langle \vec{N}(r, \theta, \varphi) \rangle|}{|\langle \vec{N}(r, \theta, \varphi) \rangle|_{max}} = \frac{|\vec{E}(\theta, \varphi)|^2}{|\vec{E}(\theta, \varphi)|_{max}^2}$$

Remarque : La représentation de $\sqrt{R(\theta, \varphi)} = \frac{|\vec{E}(\theta, \varphi)|}{|\vec{E}(\theta, \varphi)|_{max}}$ s'appelle diagramme de rayonnement en champ électrique

Exemple de diagramme de rayonnement : (élévation $\theta_{variable}, \varphi = \varphi_0 = \varphi_0 + \pi$)



IV.2.6. Directivité d'une antenne

La directivité $D(\theta, \varphi)$ d'une antenne dans une direction $D(\theta, \varphi)$, est par définition, le quotient de l'intensité de rayonnement dans cette direction par la valeur moyenne de cette intensité de rayonnement pour toutes les directions de l'espace, c'est-à-dire :

$$D(\theta, \varphi) \triangleq \frac{\psi(\theta, \varphi)}{\frac{1}{4\pi} \oint_{\text{sur tout l'espace}} \psi(\theta, \varphi) d\Omega}$$

En remarquant que la somme au dénominateur est la puissance totale rayonnée par l'antenne ($P_r = \oint_{(\text{espace entier})} \psi(\theta, \varphi) d\Omega$), la directivité s'écrit aussi :

$$D(\theta, \varphi) \triangleq \frac{4\pi \psi(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \psi(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}$$

Note : Pour une antenne isotrope, $|\langle \vec{N} \rangle|_{\text{iso}}$ est indépendant de la direction θ , et φ on aura alors :

$P_r = \oint |\langle \vec{N}(r) \rangle|_{\text{iso}} ds$ et pour une surface d'une sphère de rayon suffisamment grand mais fixe on aura :

$$P_r = \oint |\langle \vec{N}(r) \rangle|_{\text{iso}} ds = |\langle \vec{N}(r) \rangle|_{\text{iso}} 4\pi r^2$$

$$\Rightarrow |\langle \vec{N}(r) \rangle|_{\text{iso}} = \frac{P_r}{4\pi r^2}$$

La directivité d'une antenne, dans une direction $\Delta(\theta, \varphi)$ est, par définition, le rapport entre le module de la valeur moyenne de sa densité surfacique de puissance et celui d'une antenne isotrope qui rayonnerait la même puissance c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} D(\theta, \varphi) &\triangleq \frac{|\langle \vec{N}(r, \theta, \varphi) \rangle|}{|\langle \vec{N}(r) \rangle|_{\text{iso}}} = \frac{|\langle \vec{N}(r, \theta, \varphi) \rangle|}{\frac{P_r}{4\pi r^2}} = \frac{r^2 |\langle \vec{N}(r, \theta, \varphi) \rangle|}{\frac{1}{4\pi} P_r} \\ &= \frac{\psi(\theta, \varphi)}{\frac{1}{4\pi} P_r} = \frac{\psi(\theta, \varphi)}{\frac{P_r}{4\pi}} \end{aligned}$$

Notons que $\frac{P_r}{4\pi}$ est l'intensité de rayonnement d'une antenne fictive isotrope de même puissance : la directivité indique donc dans quelle mesure une antenne rayonnée plus, ou moins dans une direction qu'une antenne isotrope sans perte de même puissance.

$$\text{Où : } D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi \psi(\theta, \varphi)}{P_r}$$

$$\text{Où : } D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi \psi(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \psi(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi} = 4\pi \frac{|\vec{E}(\theta, \varphi)|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\vec{E}(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi}$$

IV.2.7. Rendement d'une antenne

Le rendement d'une antenne est, par définition, le rapport entre la puissance totale rayonnée et la puissance d'alimentation, on le note η_R (à ne pas confondre avec $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$)

$$\eta_R = \frac{P_r}{P_a} = \frac{\text{Puissance totale rayonnée}}{\text{Puissance d'alimentation}}$$

$$\eta_R = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{2\eta} |\vec{E}(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi}{P_a}$$

IV.2.8. Gain d'une antenne

IV.2.8.1. Le gain absolu d'une antenne

Dans une direction $\Delta(\theta, \varphi)$ est par définition : $G(\theta, \varphi) = \eta_R D(\theta, \varphi)$

Où η_R est le rendement de l'antenne et $D(\theta, \varphi)$ sa directivité dans la direction $\Delta(\theta, \varphi)$.

IV.2.8.2. Le gain relatif d'une antenne

Par rapport à une autre antenne, dite antenne de référence, est égal au rapport des gains absolus de ces deux antenne $G_r(\theta, \varphi) = \frac{G(\theta, \varphi)}{G(\theta, \varphi)_{référence}}$

IV.2.8.3. Le gain d'une antenne

Tout court, sans préciser la direction est réservé au gain dans la direction de rayonnement maximal, il est noté G .

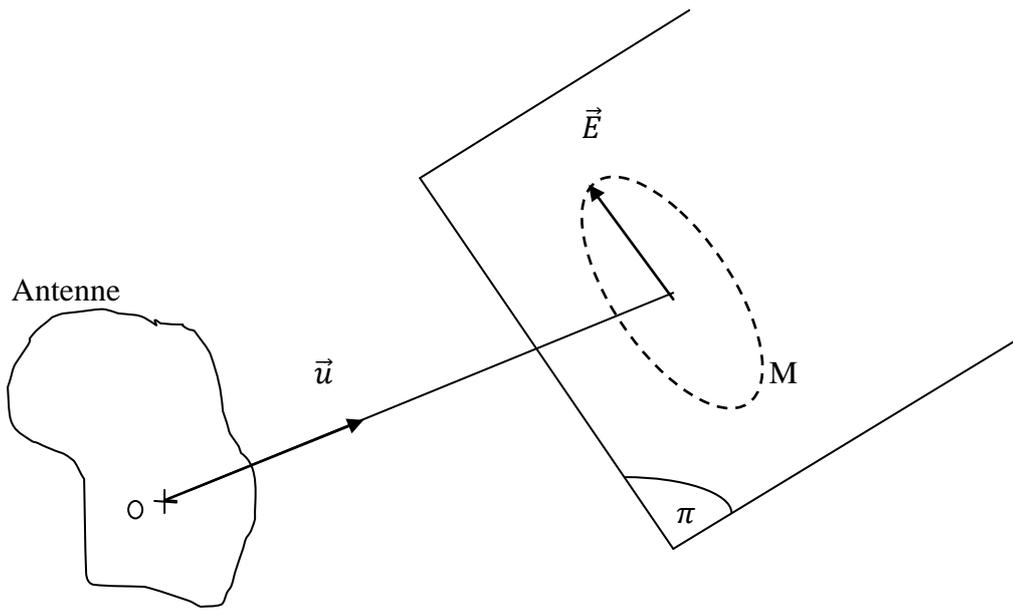
Remarque

Le plus souvent, surtout aux fréquences élevées, le rendement ($\eta_{R \approx 1}$) est très voisin de l'unité et l'on confond le gain et la directivité.

IV.2.9. Polarisation du champ rayonné par une antenne

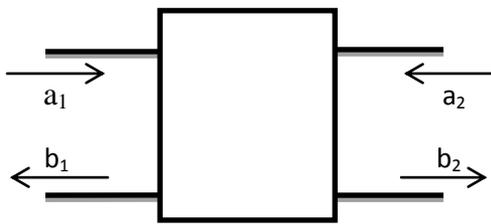
Le lieu géométrique que décrit l'extrémité du vecteur champ électrique est appelé la polarisation de l'onde.

On sait que le champ électrique est dans un plan π perpendiculaire à la direction de propagation. Il possède dans ce plan, deux composantes E_x et E_y , par exemple. D'après l'expression générale du champ électrique, ces composantes peuvent être d'amplitudes différentes et ne pas être en phase. Il en résulte qu'en chaque point M, l'extrémité du vecteur E décrit une ellipse dont le plan est perpendiculaire à la direction \vec{u} du point M. Au vecteur complexe \vec{E} correspond donc, dans le cas général, un champ polarisé elliptiquement (Polarisation elliptique) ; les polarisation linéaire et circulaire en sont des cas particuliers.

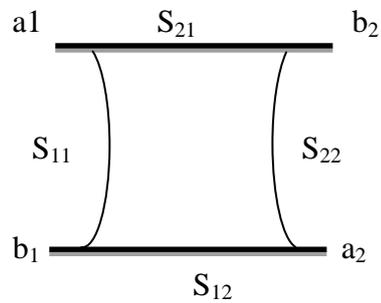


IV.2.10. La matrice S

Le schéma ci-dessous montre la représentation d'une antenne en quadripôle et définit par les paramètres S, en présence des ondes de puissance (a_1, a_2, b_1 et b_2)



Représentation en quadripôle



Graphe de transfert associé

On a

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \quad b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2$$

S_{11}, S_{12}, S_{21} et S_{22} sont des coefficients

- S_{11} est le coefficient correspondant à la réflexion en entrée des quadripôles lorsque $a_2 = 0$.

- S_{12} est un coefficient représentant la transmission de la puissance entrant en sortie vers l'entrée lorsque $a_1 = 0$.
- Les coefficients S_{21} et S_{22} désignent respectivement le gain du quadripôle lorsque $a_2 = 0$ et la réflexion en sortie du quadripôle lorsque $a_1 = 0$.

IV.2.11. Le coefficient de réflexion S_{11}

Met en évidence le transfert d'énergie par l'antenne. Dans un système électrique caractérisé par les paramètres S, lorsque le coefficient S_{11} connaît une forte atténuation à une fréquence donnée appelée fréquence de résonance, il y a un maximum de transfert de puissance entre le générateur et la charge.

C'est sur ce paramètre que l'on se base pour optimiser l'antenne.

IV.2.12. Impédance d'entrée d'une antenne

Soit V_e la différence de potentiel entre les deux bornes d'entrée de l'antenne, l'une des bornes pouvant être la masse, et i_e le courant d'alimentation. Pour définition, on appelle impédance d'entrée de l'antenne le rapport :

$$Z_e = \frac{V_e}{i_e} = R_e + j X_e$$

R_e : c'est la résistance de l'antenne, et X_e : sa réactance.

La connaissance de cette caractéristique est très importante pour l'adaptation de l'antenne afin d'assurer la meilleure transmission de la puissance.

La puissance d'alimentation de l'antenne s'écrit :

$$P_a = P_{act} + j P_{réact}$$

Avec $P_{act} = R_e I_{eff}^2$: puissance active fournie.

Et $P_{réact} = X_e I_{eff}^2$: puissance réactive (échanges réactifs entre la source et l'antenne).

La puissance active fournie à l'antenne se partage entre la puissance rayonnée ($P_r = R_r I_{eff}^2$) et la puissance dissipée (perdue) ($P_p = R_p I_{eff}^2$), où R_r et R_p sont respectivement la résistance de rayonnement et la résistance de perte de l'antenne. Il vient alors :

$$R_e = R_r + R_p$$

En pratique, on doit donc avoir $R_r \gg R_p$ et $\eta_R = \frac{P_r}{P_a} = \frac{P_r I_{eff}^2}{(R_r + R_p) I_{eff}^2} = \frac{R_r}{R_r + R_p} \simeq 1$.

Et la résistance de rayonnement R_r donne une bonne approximation de la résistance d'entrée $R_e \simeq R_r$

La puissance réactive s'annule lorsque $X_e = 0$: on dit alors que l'antenne est accordée ou résonnante.

IV.3. APPLICATION A L'ANTENNE PATCH

Nous allons appliquer quelques caractéristiques sur l'antenne patch

IV.3.1. L'impédance d'entrée et le coefficient de réflexion

L'impédance d'entrée de l'antenne que l'on souhaite la plus proche possible de 50Ω en partie réelle, et nulle en partie imaginaire, dépend du type d'alimentation.

On sait que pour une alimentation par connecteur, l'impédance varie avec la position du contact de la sonde avec le patch. Pour une alimentation par fente, c'est la largeur et la position de la fente qui vont permettre de s'approcher de l'adaptation idéale.

D'une manière générale, il s'agit d'un problème complexe qui doit être traité au cas par cas par des simulations numériques, et dont la solution est souvent guidée par l'expérience. Son étude ne sera pas développée dans ce cours élémentaire sur les antennes imprimées.

On retiendra simplement que cette antenne fonctionne sur un mode résonnant, et que donc son impédance varie rapidement autour de la fréquence de résonance. Il s'ensuit une faible bande passante en adaptation, de l'ordre de 2% à 5%, qui constitue parfois un handicap pour l'utilisation de ces antennes, même si des techniques d'élargissement de bande peuvent être mises en œuvre. On obtient typiquement les courbes de S_{11} et d'impédance représentée figure (IV-1) et (IV-2).

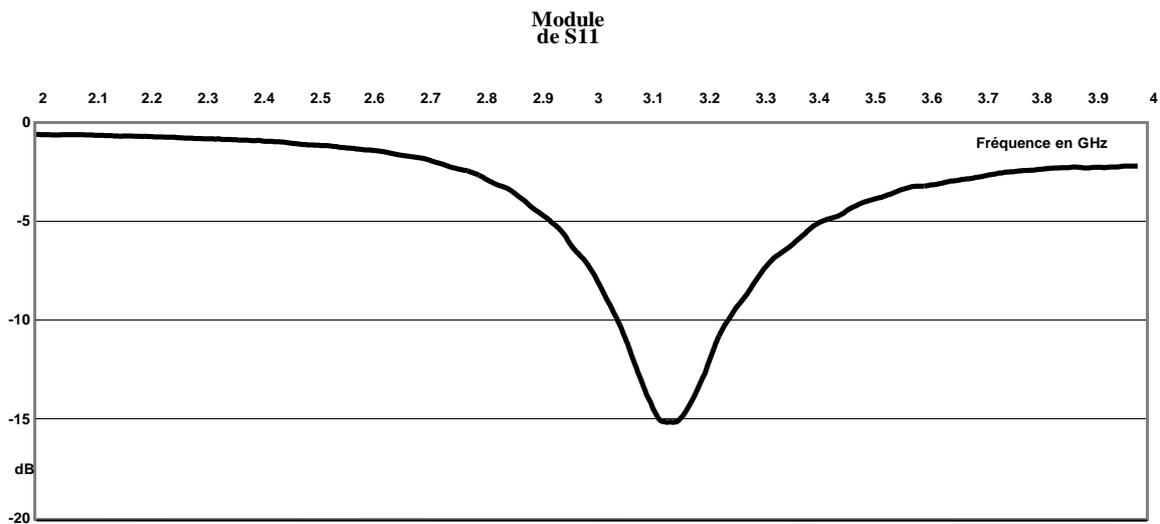


Figure IV-1 : Module du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour une antenne imprimée

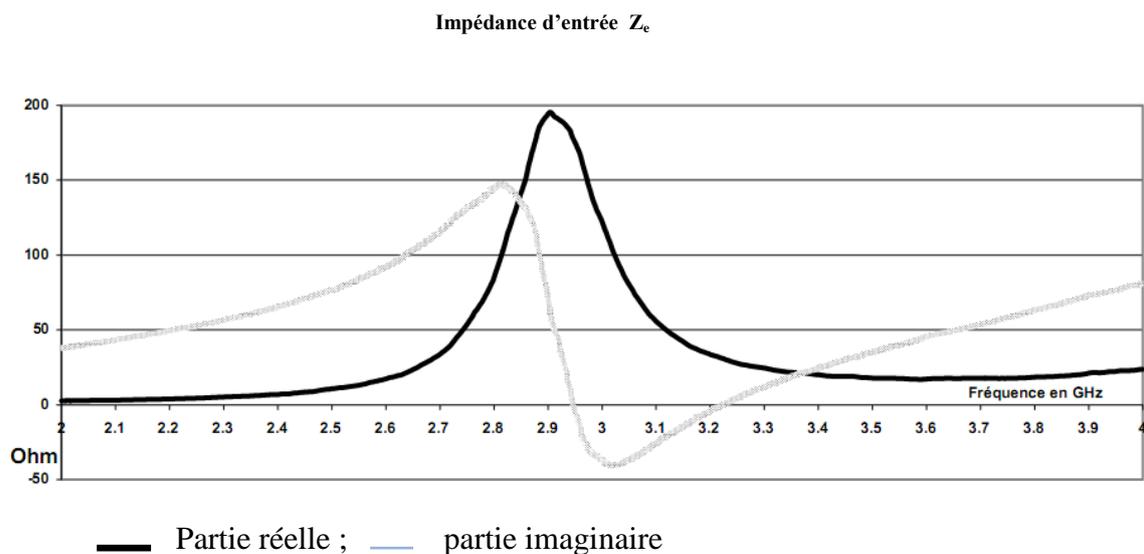


Figure IV.2 : Impédance d'entrée en fonction de la fréquence pour une antenne imprimée.

IV.3.2. Le diagramme de rayonnement

IV.3.2.1. le diagramme de rayonnement pour $\epsilon_r=1$

On représente souvent le diagramme de rayonnement dans deux plans principaux pour lesquels la polarisation de l'onde est parfaitement déterminée.

a-Diagramme de rayonnement dans le plan E

Il s'agit du demi plan $\varphi = 0$. Dans ce demi-plan, la polarisation est portée par le vecteur \vec{u}_θ : le vecteur champ électrique est contenu dans le plan E.

Puisque $\varphi = 0$, on $v = 0$ et $w = k \sin\theta$, d'où l'expression simplifiée du champ rayonné dans le plan E, dans laquelle la constante C_1 a été modifiée pour prendre en compte tous les termes constants qui sont apparus :

$$\vec{E}(M)_{planE} = C_1 2j \sin(kh \cos\theta) \frac{(e^{jk a \sin\theta} + 1)}{(\cos\theta)^2} (\cos\theta \vec{u}_\theta) \quad (IV-1)$$

La condition qui exprime le fait que la hauteur du patch est très inférieure à la longueur d'onde permet d'introduire une ultime simplification :

$$h \ll \lambda \Rightarrow \sin(kh \cos\theta) \approx kh \cos\theta \quad (IV-2)$$

Soit, en faisant absorber à la constant C_2 tous les termes qui ne dépendent pas de θ , et en rappelant que $k = \pi/a$:

$$\vec{E}(M)_{planE} = C_2 (e^{jk a \sin\theta} + 1) \vec{u}_\theta = C e^{\frac{j\pi \sin\theta}{2}} \cos\left(\frac{\pi \sin\theta}{2}\right) \vec{u}_\theta \quad (IV-3)$$

$$C_2 = 2 j C_1 k h$$

Le diagramme de rayonnement prend donc une expression particulièrement simple dans ce cas particulier :

$$E(\theta) = \left| \cos\left(\frac{\pi \sin\theta}{2}\right) \right| \quad (IV-4)$$

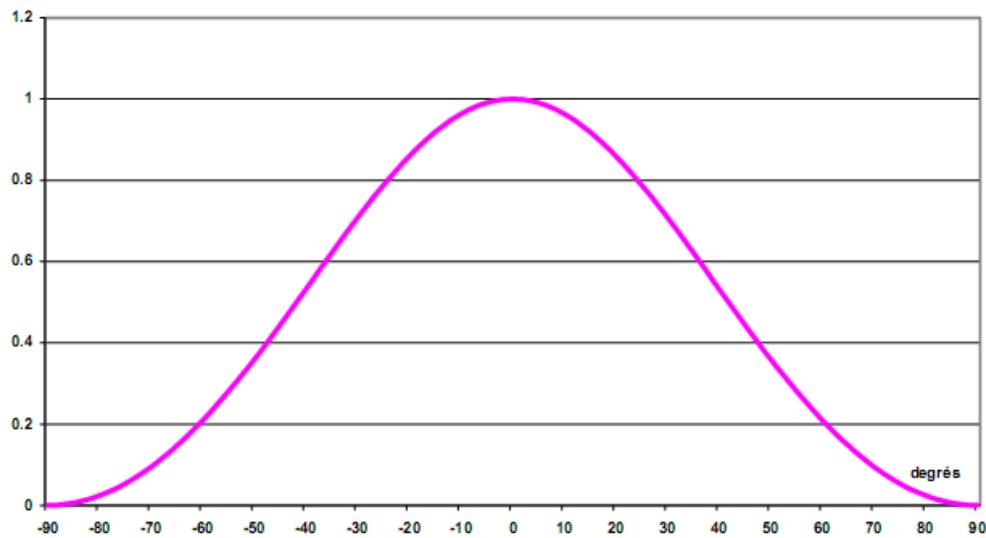


Figure IV-3 : Représentation linéaire du diagramme de rayonnement du plan E en champ

Le diagramme de rayonnement en puissance s'exprime généralement en décibels en prenant 10 fois le logarithme décimal du module du champ au carré :

$$E_{db}(\theta) = 10 * LOG \left\{ \left| \cos \left(\frac{\pi \sin \theta}{2} \right)^2 \right| \right\} \quad (IV-5)$$

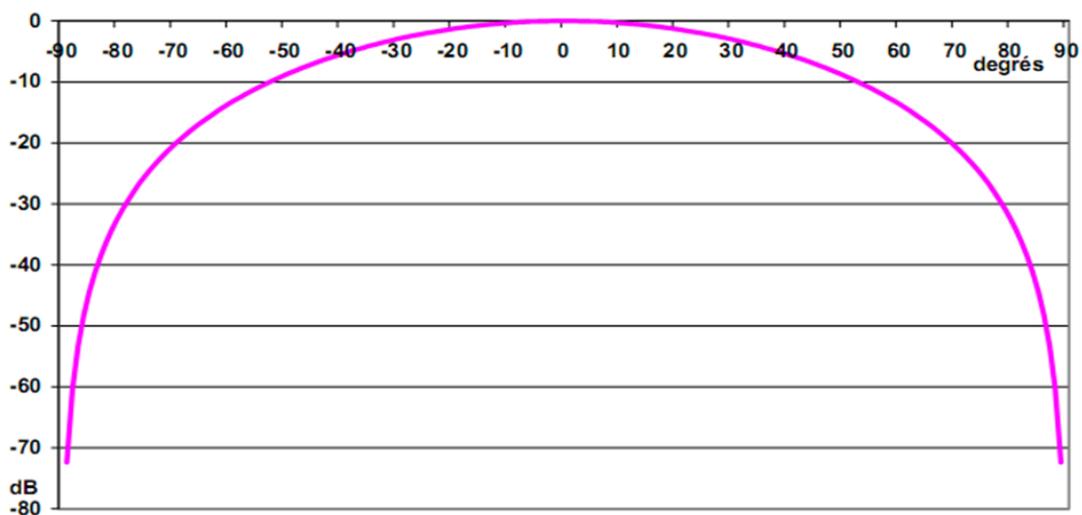


Figure IV-4 : Diagramme de rayonnement du plan E en puissance

On peut noter que, sur le mode fondamental, le diagramme de rayonnement dans le plan E est indépendant de la dimension a.

b- diagramme de rayonnement dans le plan H

Il s'agit du demi plan $\varphi = \pi/2$. Dans ce demi plan, la polarisation est portée par le vecteur \vec{u}_φ : le vecteur champ magnétique est contenu dans le plan H, tandis que le vecteur champ électrique lui est orthogonal.

Puisque $\varphi = \pi/2$ on $v = k \sin \theta$ et $w = 0$ d'où l'expression simplifiée du champ rayonné dans le plan H, dans laquelle la constante C_2 a été modifiée une nouvelle fois pour prendre en compte tous les termes constants qui sont apparus :

$$\vec{E}(M)_{planH} = C_3 \sin(kh \cos \theta) \frac{e^{jkb \sin \theta} - 1}{\sin \theta} \vec{u}_\varphi \quad (IV-6)$$

La condition qui exprime le fait que la hauteur du patch est très inférieure à la longueur d'onde (II-51) permet d'introduire une ultime simplification :

$$\vec{E}(M)_{plan} = C \frac{\cos \theta}{\sin \theta} e^{\frac{jkb \sin \theta}{2}} \sin\left(\frac{kb \sin \theta}{2}\right) \vec{u}_\theta \quad (IV-7)$$

$$\text{Et} \quad C_3 = \frac{4 h C_1}{k^2}$$

On en déduit l'expression du diagramme de rayonnement en champ :

$$E(\theta) = \left| \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \sin\left(\pi \frac{b}{2a} \sin \theta\right) \right| \quad (IV-8)$$

Qui peut se normaliser sous la forme :

$$E(\theta) = \left| \cos \theta \frac{\sin\left(\frac{\pi \sin \theta}{2} \frac{b}{a}\right)}{\frac{\pi \sin \theta}{2} \frac{b}{a}} \right| \quad (IV-9)$$

D'où l'expression du diagramme de rayonnement en puissance :

$$E_{db}(M) = 10 * LOG \left| \cos \frac{\sin \theta \left(\frac{\pi \sin \theta}{2} \frac{b}{a}\right)}{\frac{\pi \sin \theta}{2} \frac{b}{a}} \right|^2 \quad (IV-10)$$

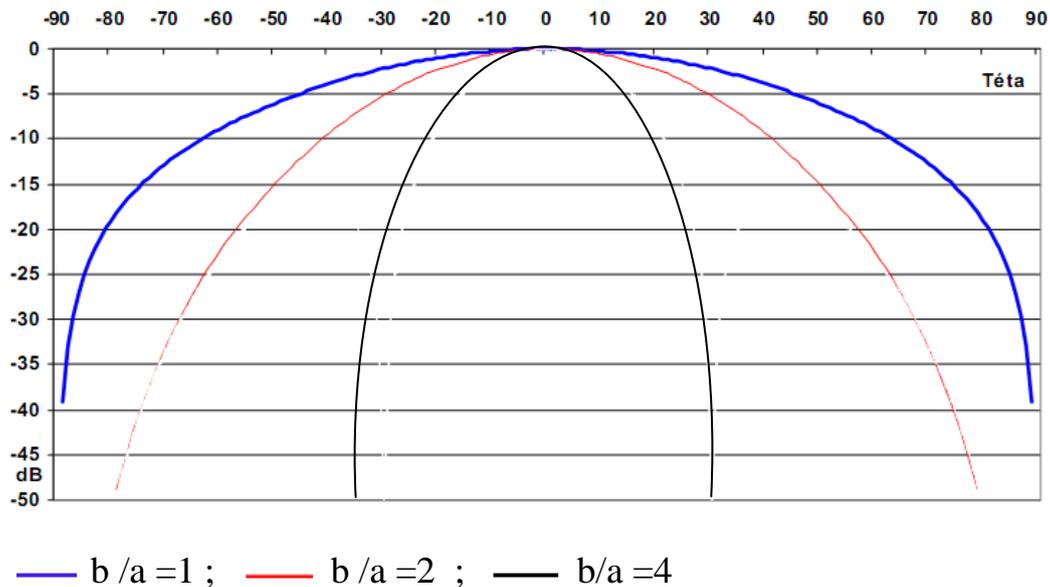


Figure IV-5 : Diagramme de rayonnement du plan H en puissance

Contrairement au plan E, le diagramme de rayonnement dans le plan H sur le mode fondamental dépend de la dimension b , ou plus précisément du rapport b/a : plus cette dimension est grande, plus le diagramme est directif. Au-delà de $b = 2a$, il y a apparition de lobes secondaires.

IV.3.2.2. diagramme de rayonnement pour $\varepsilon_r \neq 1$

On peut alors donner une représentation des diagrammes de rayonnement dans les deux plans principaux.

Le plan $\theta = \pi/2$ qui correspond au plan de masse de l'antenne imprimée porte une polarisation uniquement dirigée suivant \vec{u}_θ , polarisation qui vérifie les conditions aux limites sur un plan parfaitement conducteur.

a. Le diagramme de rayonnement dans le plan E

C'est qui correspond à $\varphi = 0$, soit donc également $V = 0$. De (III-32), on déduit le champ rayonné :

$$\vec{E}(M) = b \cos\left(\frac{W a}{2}\right) \vec{u}_\theta \quad (\text{IV} - 11)$$

D'où l'expression particulièrement simple du diagramme de rayonnement dans ce plan :

$$E(\theta) = \left| \cos\left(\frac{Wa}{2}\right) \right| = \left| \cos\left(\frac{ka \sin\theta}{2}\right) \right| \quad (\text{IV} - 12)$$

Puisque nous sommes sur le mode fondamental, on déduit des relations (II-27..29)

$$k = \frac{\pi}{a\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{IV} - 13)$$

Le diagramme de rayonnement d'une antenne imprimée excitée sur un mode fondamental dépend donc de la permittivité relative ϵ_r par la relation

$$E(\theta) = \left| \cos\left(\frac{\pi \sin\theta}{2\sqrt{\epsilon_r}}\right) \right| \quad (\text{IV} - 14)$$

Exprimé en puissance et en décibels, ce diagramme devient :

$$E_{dB}(\theta) = 20 * \log \left\{ \left| \cos\left(\frac{\pi \sin\theta}{2\sqrt{\epsilon_r}}\right) \right| \right\} \quad (\text{IV} - 15)$$

On note en premier lieu que l'on retrouve le diagramme de rayonnement obtenu par la méthode précédente aux relations (IV - 4) et (IV - 5), qui n'était valide que pour $\epsilon_r = 1$: ce résultat montre la cohérence des deux méthodes exposées qui semblent en apparence très différentes.

La figure (VI - 6) montre l'évolution des diagrammes de rayonnement lorsque ϵ_r varie.

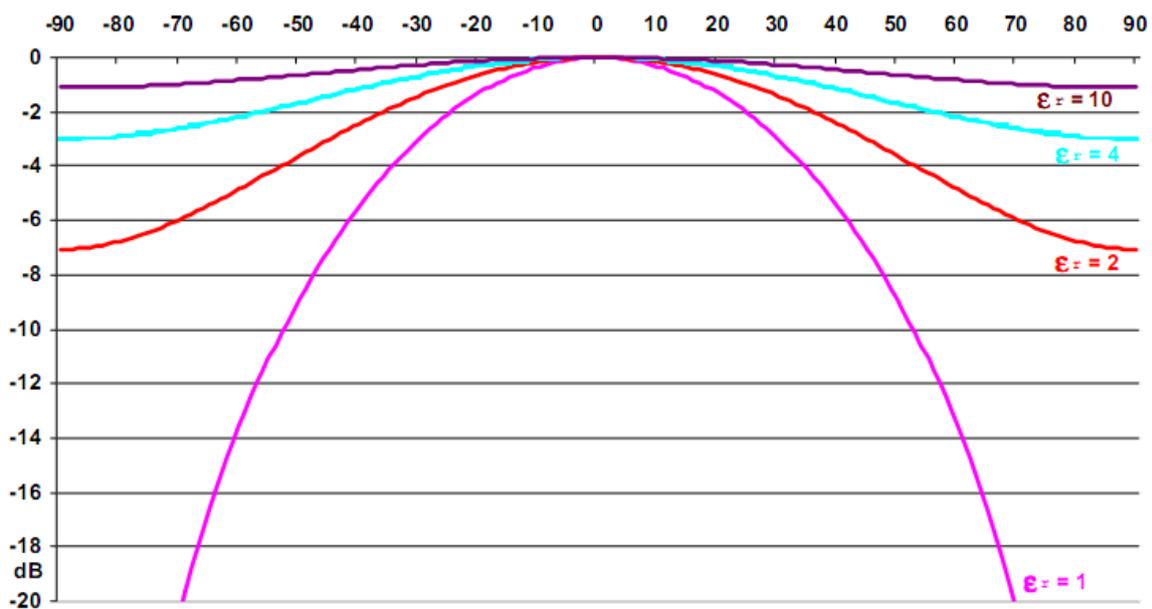


Figure IV-6 : Evolution des diagrammes de rayonnement du plan E sur le mode fondamental

Lorsque ϵ_r varie

Le phénomène le plus remarquable est la remontée du niveau de rayonnement à l'horizon lorsque la permittivité augmente, jusqu' à obtenir un diagramme quasi omnidirectionnel pour de fortes valeurs de ϵ_r . Cela tient au fait que plus la permittivité est élevée, plus la dimension de l'antenne est petite en terme de longueur d'onde, et plus le diagramme de rayonnement est large.

b. Le diagramme de rayonnement dans le plan H

C'est le plan qui correspond à $\varphi = \pi/2$, soit donc également $W=0$. De (III-32) on déduit le champ rayonné :

$$\vec{E}(M) = -b \frac{\sin\left(\frac{Vb}{2}\right)}{\frac{Vb}{2}} \cos\theta \vec{u}_\varphi \quad (\text{IV-16})$$

D'où l'expression du diagramme de rayonnement dans ce plan :

$$E(\theta) = \left| \frac{\sin\left(\frac{Vb}{2}\right)}{\frac{Vb}{2}} \cos\theta \right| = \left| \frac{\sin\left(\frac{kb \sin\theta}{2}\right)}{\frac{kb \sin\theta}{2}} \cos\theta \right| \quad (\text{IV-17})$$

En utilisant la relation entre k et a sur le mode fondamental :

$$k = \frac{\pi}{a\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{IV} - 18)$$

On obtient l'expression générale du diagramme de rayonnement dans le plan H, en fonction du rapport des dimensions du patch b/a :

$$E(\theta) = \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi \sin\theta}{2\sqrt{\epsilon_r}} \frac{b}{a}\right)}{\frac{\pi \sin\theta}{2\sqrt{\epsilon_r}} \frac{b}{a}} \cos\theta \right| \quad (\text{IV} - 19)$$

Ou encore pour un diagramme de rayonnement en puissance et en dB :

$$E_{dB}(\theta) = 20 * \log \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi \sin\theta}{2\sqrt{\epsilon_r}} \frac{b}{a}\right)}{\frac{\pi \sin\theta}{2\sqrt{\epsilon_r}} \frac{b}{a}} \cos\theta \right| \quad (\text{IV} - 20)$$

On remarque à nouveau que pour $\epsilon_r = 1$, on retrouve les résultats obtenus par la méthode précédente en (IV – 9) et (IV – 10), ce qui assure la cohérence des analyses présentées.

Les figures (IV – 7) et (IV – 8), représentent l'évolution de ces diagramme, paramétrée par le rapport a/b , et par la permittivité relative ϵ_r .

Par comparaison avec la figure (IV – 5) obtenue pour $\epsilon_r = 1$, on constate que, pour un rapport $\epsilon_r = 1$ donné, l'angle d'ouverture des diagrammes augmente avec la directivité. L'expression a déjà été donnée au paragraphe précédent : plus la permittivité relative est grande, plus l'antenne est petite en termes de longueur d'onde, et plus le diagramme est large.

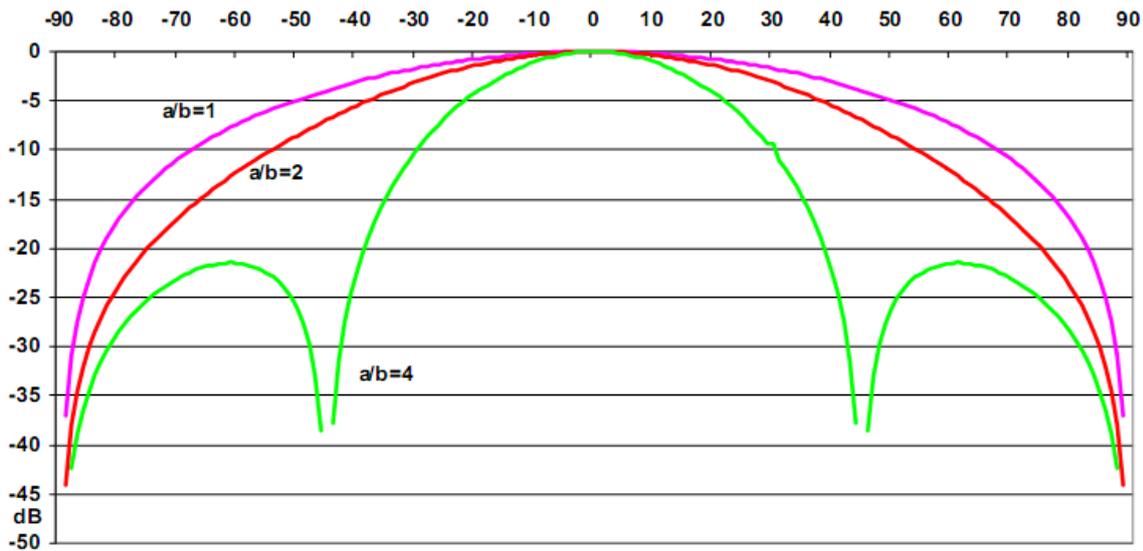


Figure IV-7 : Diagramme de rayonnement plan H pour une permittivité relative $\epsilon_r = 2$

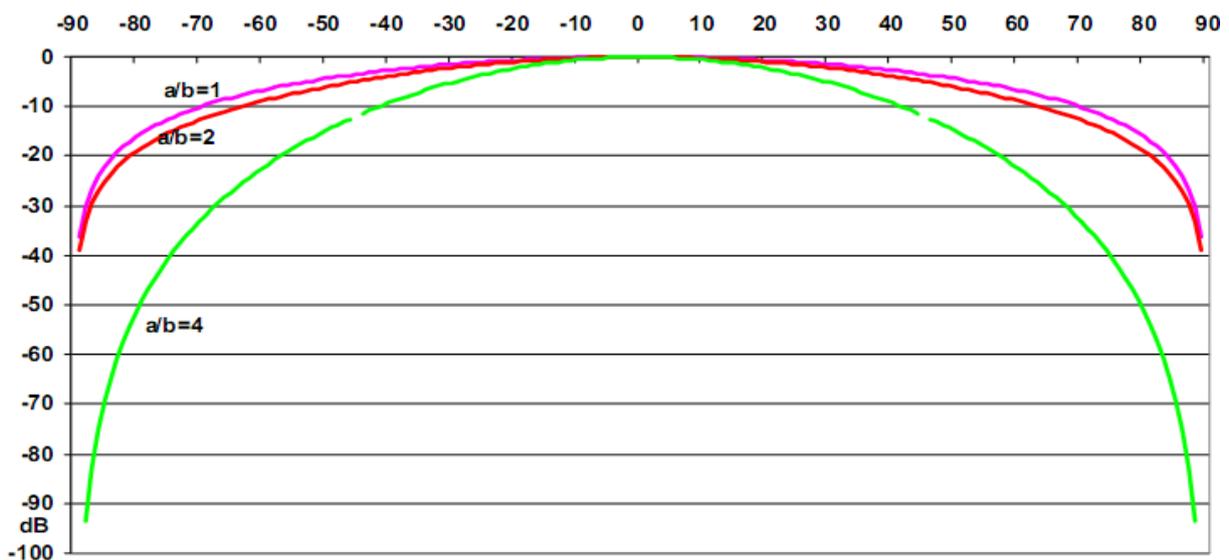


Figure IV-8 : Diagramme de rayonnement plan H pour une permittivité relative $\epsilon_r = 4$

IV.4. INFLUENCE DES CONSTITUANTS DE L'ANTENNE PATCH SUR LES CARACTERISTIQUES DE L'ANTENNE

Nous allons examiner l'influence des divers paramètres de l'antenne, à savoir l'épaisseur du substrat h , la permittivité relative ϵ_r , la position du point d'excitation X et l'effet de dimension du patch, sur l'évolution de l'impédance d'entrée, la fréquence de résonance et la bande passante de l'antenne rectangulaire.

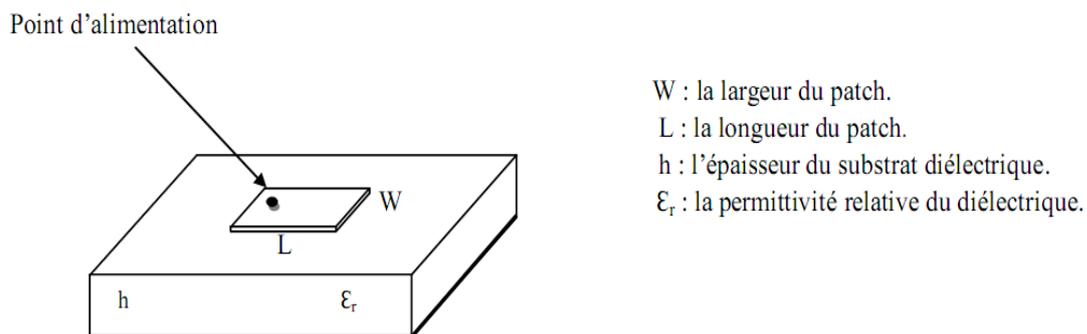


Figure IV.9 Antenne imprimée rectangulaire

IV.4.1. Effet de l'épaisseur de substrat

IV.4.1.1. Effet de l'épaisseur de substrat sur l'impédance d'entrée

On va fixer tous les paramètres de l'antenne et varie la valeur de l'épaisseur de substrat h , les figures (IV.10) et (IV.11) montrent l'effet de l'épaisseur du substrat sur l'impédance d'entrée.

Tableau IV.1 : influence de l'épaisseur de substrat sur la fréquence de résonance, la bande passante et l'impédance d'entrée d'une l'antenne rectangulaire.

h (mm)	f (GHz)	Ze (ohm)	Bp (%)
1	8,98	149,51	4,55
1,54	4,87	169,77	5,31
2	3,18	400	6,24

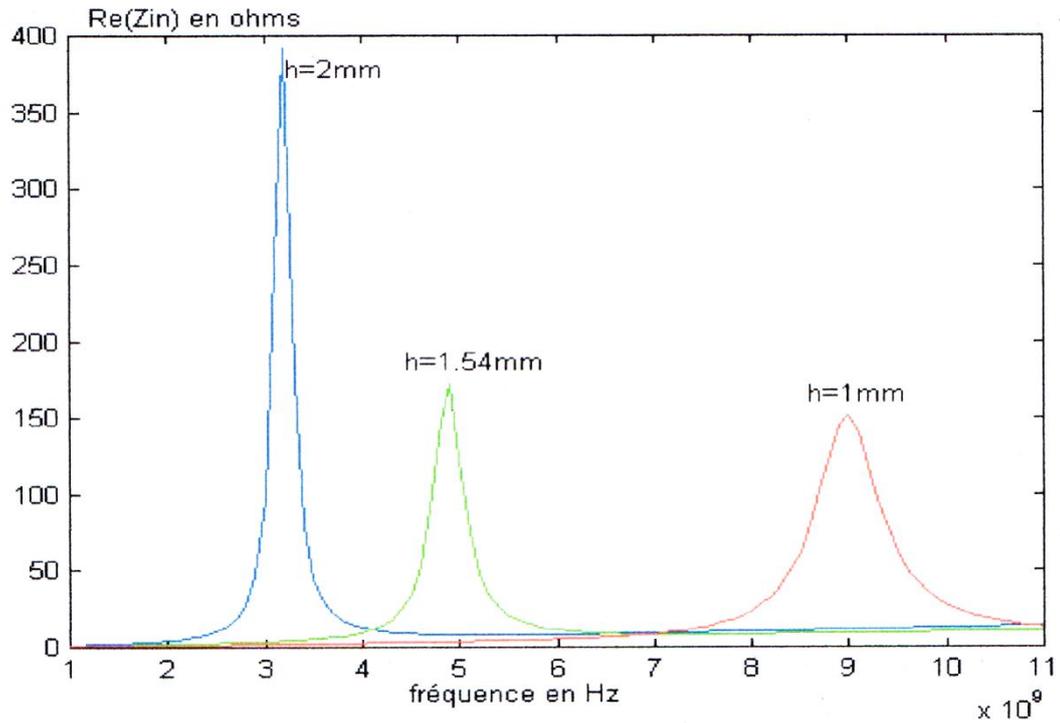


Figure (IV.10) : Effet de l'épaisseur de substrat sur la partie réelle de l'impédance d'entrée.

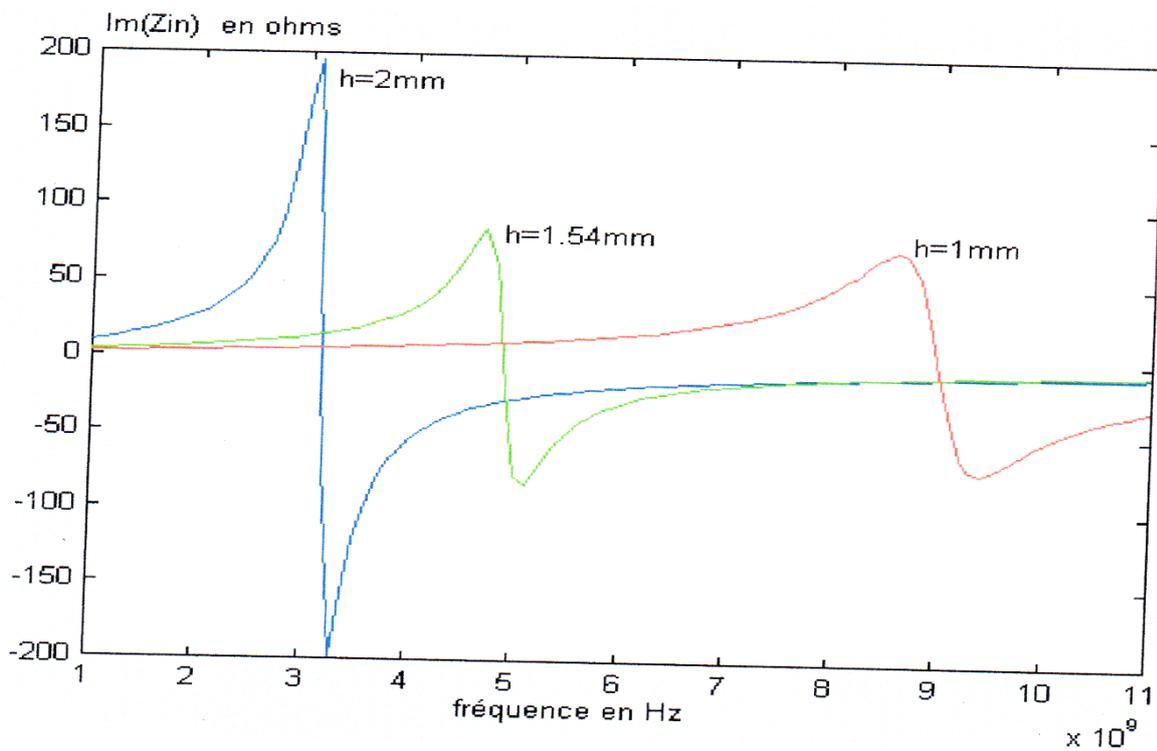


Figure (IV. 11) : Effet de l'épaisseur de substrat sur la partie imaginaire de l'impédance d'entrée. $W=9\text{ mm}$; $L=10\text{ mm}$; $t=0,05\text{ mm}$; $\epsilon_r=2,17$, $X=0,65$, $d_0=0,65\text{ mm}$.

Tel que (t : est l'épaisseur de patch, d_0 : est le diamètre de la sonde d'alimentation)

On constate, à partir des différentes figures précédentes, que l'augmentation de l'épaisseur de substrat entraîne la diminution de la fréquence de résonance et l'augmentation de la résistance de résonance et la bande passante de l'antenne.

IV.4.1.2. Effet de l'épaisseur de substrat sur le diagramme de rayonnement

Pour l'effet de l'épaisseur de substrat h sur le diagramme de rayonnement, les figures (IV.12) et (IV.13) montrent l'allure du champ rayonné en dB normalisé à la valeur maximale de la composante copolaire de l'antenne rectangulaire. La fréquence utilisée est celle de la résonance pour que l'antenne rayonne le maximum d'énergie. On ne constate que l'augmentation de l'épaisseur h réduit le niveau de puissance du champ rayonné. Cela on peut l'expliquer par le fait qu'un substrat plus épais dissipe plus d'énergie (excitation plus élevée des ondes de surface) et par conséquent il y a une diminution de la puissance rayonné. Ces résultats sont obtenus par la technique des modèles approchés.

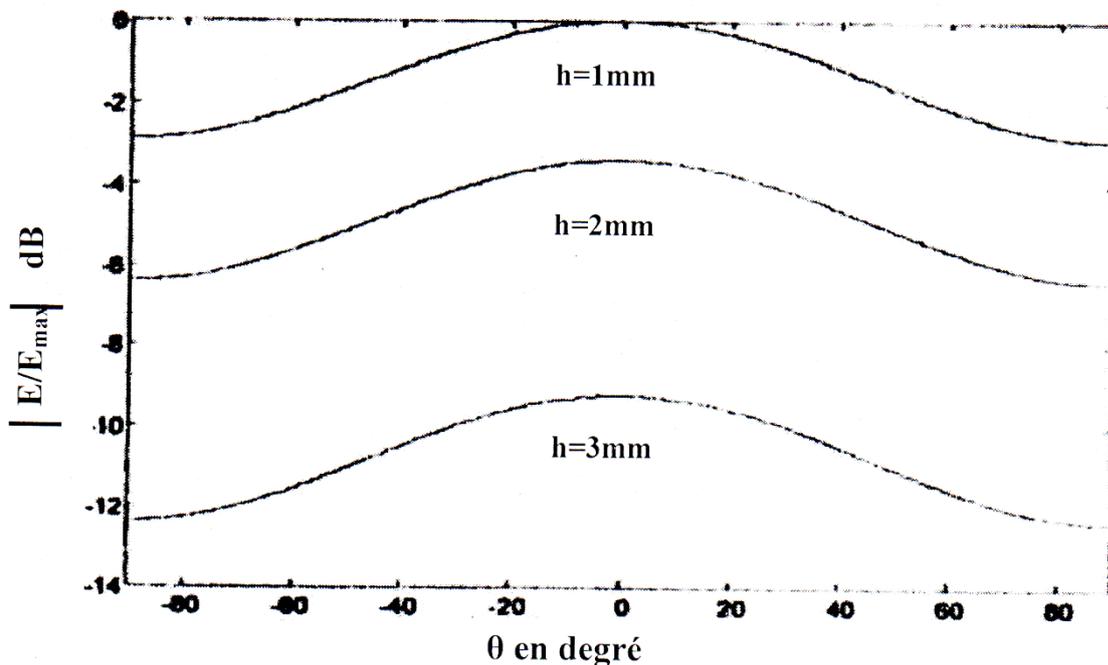


Figure (IV.12) : Effet de l'épaisseur de substrat sur la composante copolaire dans le plan E.

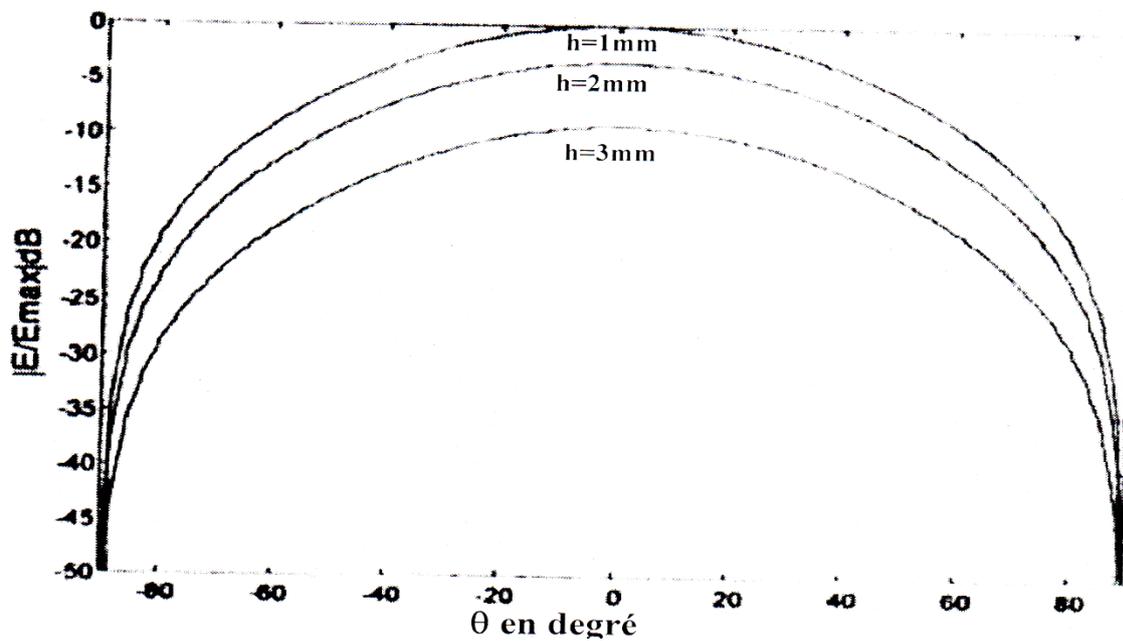


Figure (IV.13) : Effet de l'épaisseur de substrat sur la composante copolaire dans le plan H.

IV.4.2. Effet de la permittivité relative de substrat diélectrique

IV.4.2.1. Effet de la permittivité relative de substrat diélectrique sur l'impédance d'entrée

Les résultats théoriques figures (IV.14) et (I.15) ainsi que le tableau (IV.2) montrent qu'une augmentation du constante diélectrique se traduit par une diminution de la fréquence de résonance et de la bande passante. Par contre, elle entraîne une augmentation des valeurs maximales des parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée.

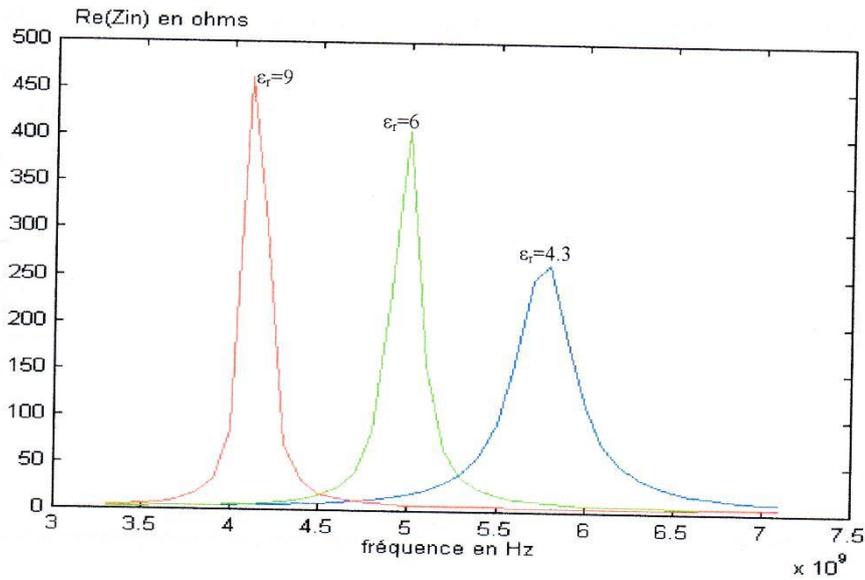


Figure (IV.14) : Effet de la permittivité relative de substrat sur la partie réelle de l'impédance d'entrée.

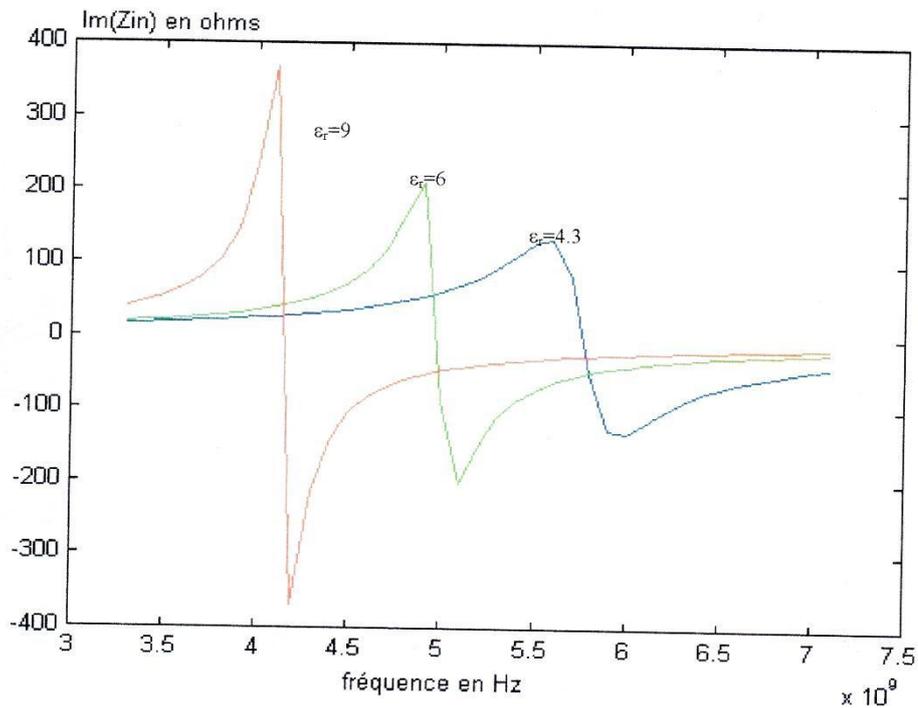


Figure (IV.15) : Effet de la permittivité relative de substrat sur la partie imaginaire de l'impédance d'entrée. $h = 1,6$ mm, $L = 10$ mm, $W = 8$ mm, $t = 0,035$, $d_0 = 0,65$, $X = 0,1$.

Tableau IV.2 : Influence de la permittivité relative du substrat sur la fréquence de résonance et la bande passante de l'antenne rectangulaire.

Tang δ	0,02	0,0018	0,0004
ϵ_r	4,3	6	9
f (Hz)	5,76	4,98	4,139
Bp (%)	4,67	2,539	1,67

IV.4.2.2. Effet de la permittivité relative de substrat sur le digramme de rayonnement

Pour l'influence des variations de la permittivité relative du substrat sur le champ rayonné, les figures (IV.16) et (IV.17), montrent que les niveaux des composantes copolaires dans les deux plans, E et H, diminuent avec l'augmentation de ϵ_r , ceci est normale parce que l'augmentation de ϵ_r favorise la propagation des ondes de surface qui absorbent une bonne partie de la puissance totale disponible et la dissipent dans le diélectrique.

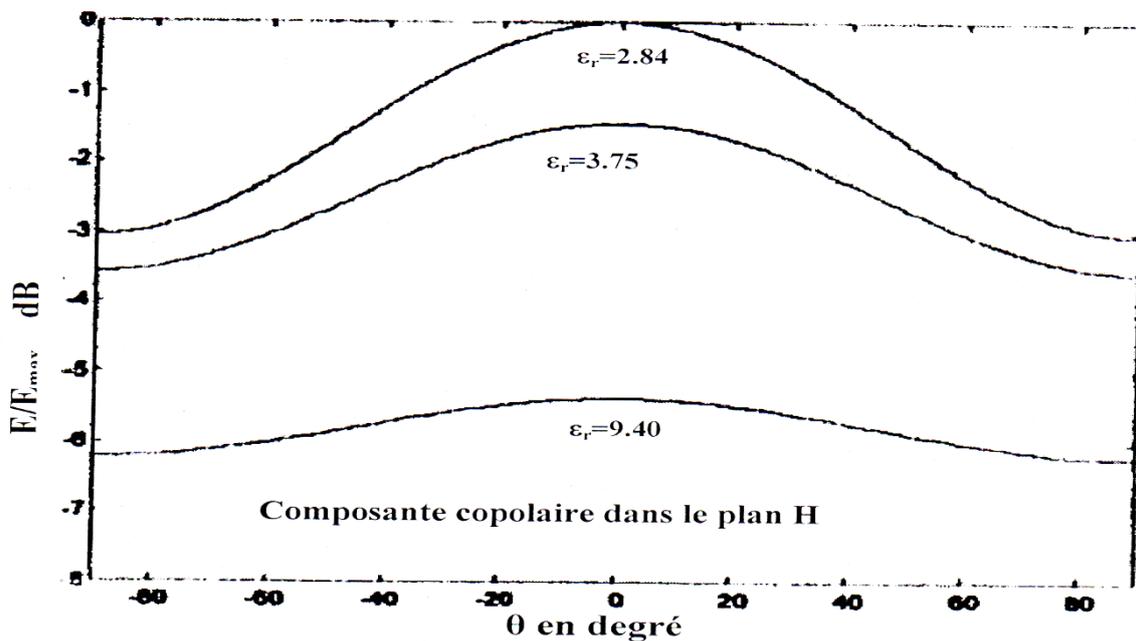


Figure (IV.16) : Effet de ϵ_r sur la composante copolaire de champ E dans le plan E d'une antenne micro ruban rectangulaire.

$L = 7,62\text{cm}$, $W = 11,43\text{ cm}$, $h = 1,59\text{ mm}$, et $\text{tang } \delta = 0,003$

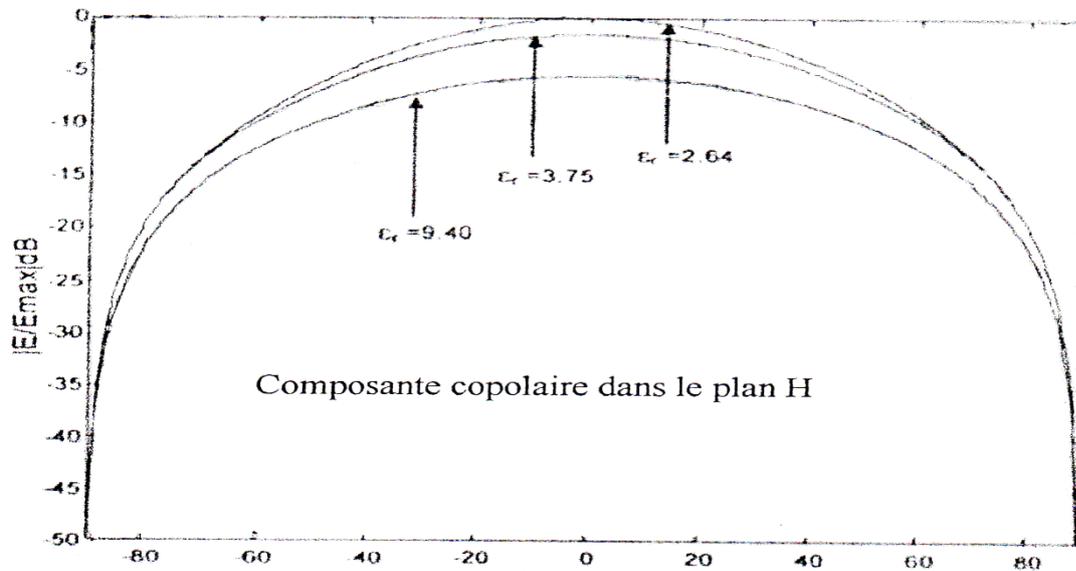
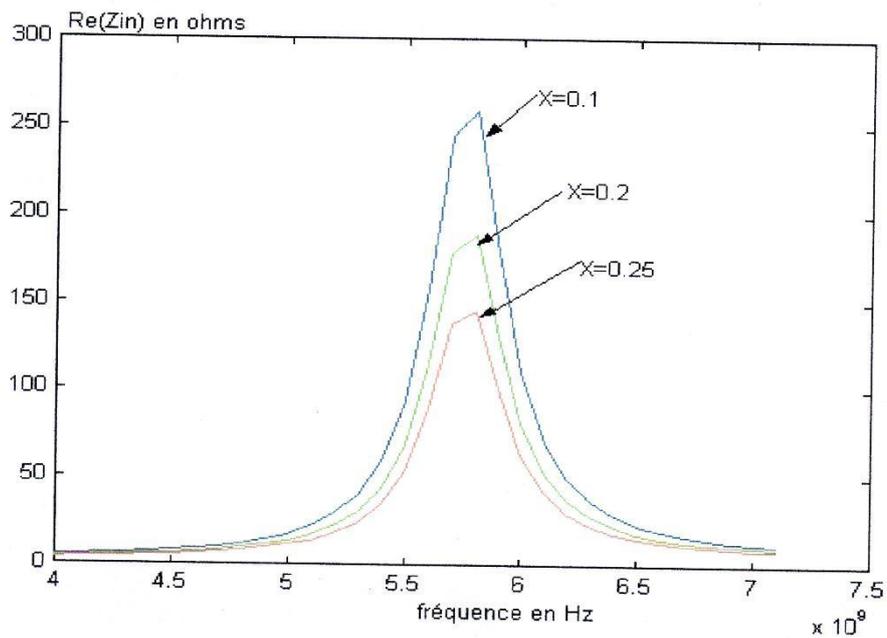


Figure (IV.17) : Effet de ϵ_r sur la composante copolaire de champ H dans le plan E.

$L = 7,62$ cm, $W = 11,43$ cm, $h = 1,59$ mm, et $\tan \delta = 0,003$

IV.4.3. Effet de la position du point d'alimentation

En prenant le cas d'une alimentation par sonde coaxiale, les figures (IV.18) et (IV.19) pour le patch rectangulaire montrent clairement que la fréquence de résonance et la bande passante restent inchangées avec la variation de la position d'excitation ; ces paramètres dépendent essentiellement des dimensions du patch. Cependant, les parties réelles et imaginaires de l'impédance d'entrée de l'antenne subissent des variations importantes quand la position d'alimentation change. Au fur à mesure qu'on s'approche du milieu du patch, l'impédance d'entrée diminue. Les variations importantes de l'impédance d'entrée en variant la position d'alimentation permettent d'obtenir une position d'attaque optimale pour avoir une bonne adaptation de l'antenne au circuit d'alimentation. C'est d'ailleurs l'avantage que présente l'alimentation par sonde coaxiale.



Figure(IV.18) : effet de la position de point d'alimentation sur la partie réelle de l'impédance d'entrée d'une antenne rectangulaire.

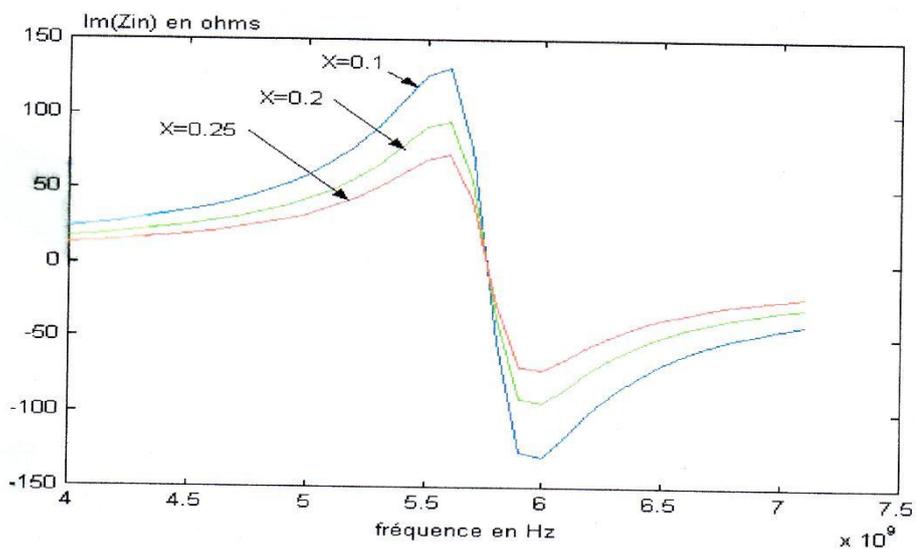


Figure (IV.19) : effet de la position de point d'alimentation sur la partie imaginaire de l'impédance d'entrée d'une antenne rectangulaire.

$L=10\text{mm}$, $W=10\text{mm}$, $\text{tang}\delta=0.02$, $d_0=0.65\text{mm}$, $t=0.0035\text{mm}$, $\epsilon_r=4.3$

IV.4.4. Effet des dimensions du patch

Tableau IV.3 : Effet de longueur de l'antenne sur la fréquence de résonance et la bande passante

L (mm)	8	12	15
f (GHz)	9,2659	7,906	6,4834
Bp (%)	6,6658	5,6836	4,6612

Tableau IV.4 : Effet de la largeur de l'antenne sur la fréquence de résonance et la bande passante.

W (mm)	10	12	15
f (GHz)	7,98	7,54	7,267
Bp (%)	7,01	6,64	6,41

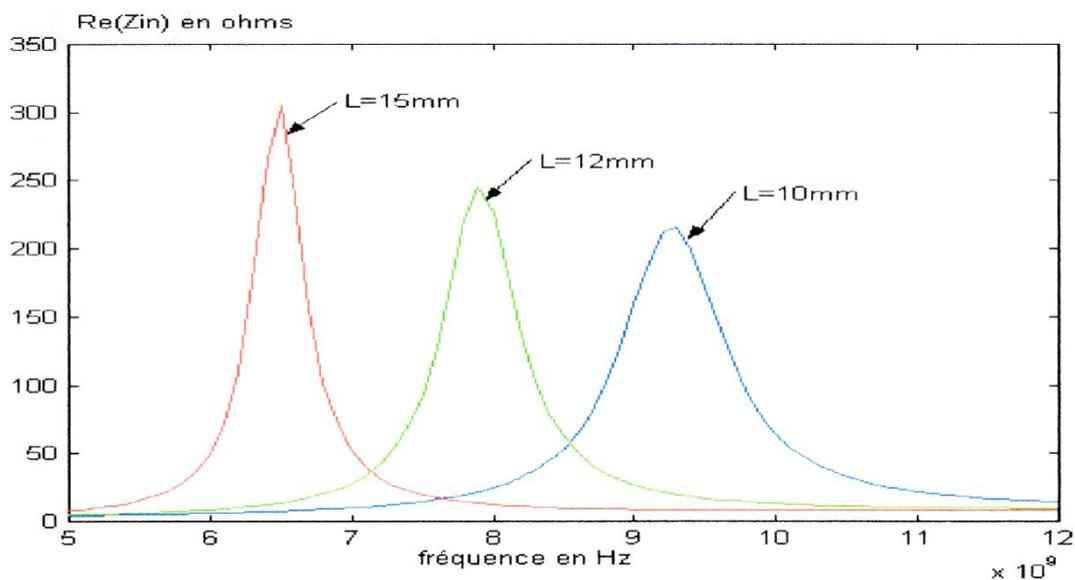


Figure (IV.20) : Effet de la longueur de l'antenne sur la partie réelle de l'impédance d'entrée.

W = 10 mm, $\tan \delta = 0,0012$, $t = 0,025$, $\epsilon_r = 2,17$, $d_0 = 0,65$, X = 0,1.

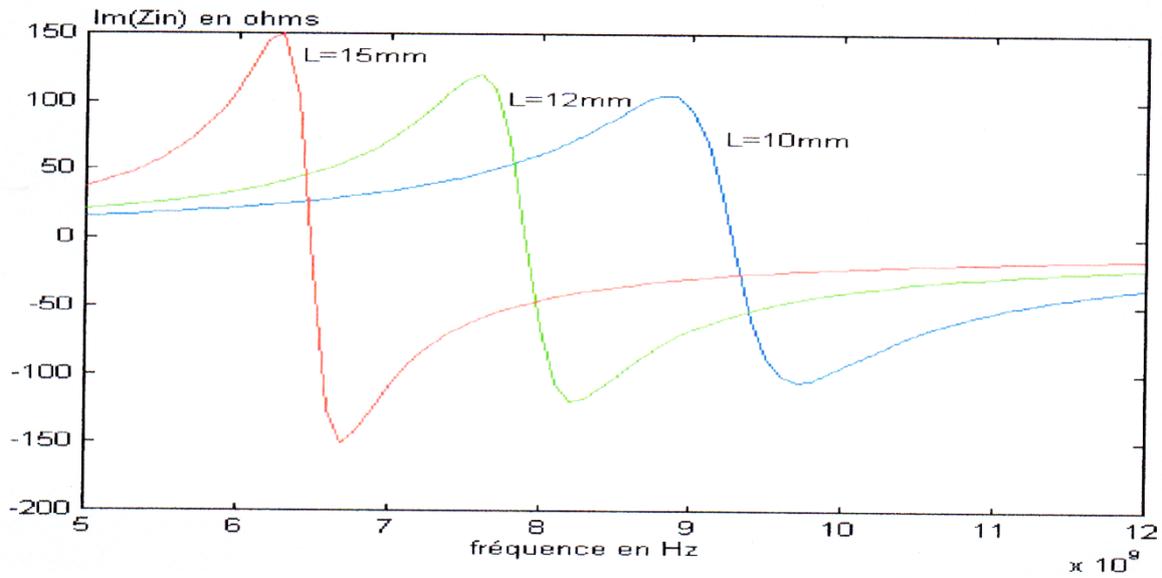


Figure (IV.21) : Effet de la longueur de l'antenne sur la partie imaginaire de l'impédance d'entrée.

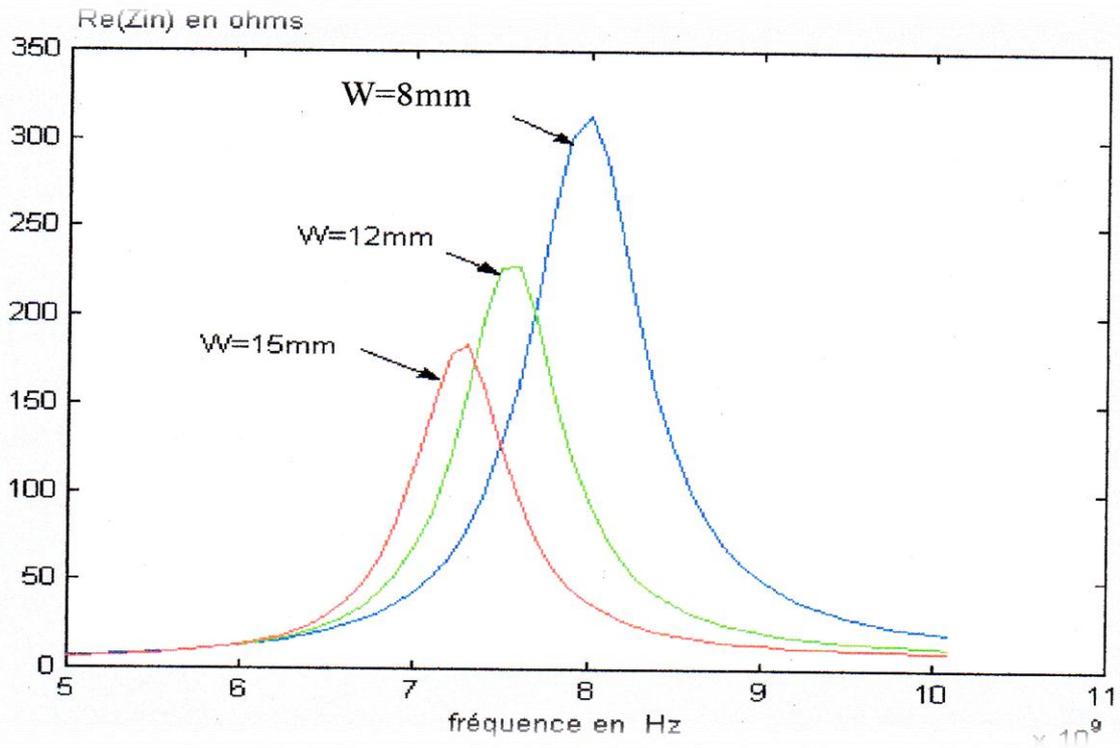


Figure (IV.22) : Effet de la largeur de l'antenne sur la partie réelle de l'impédance d'entrée.

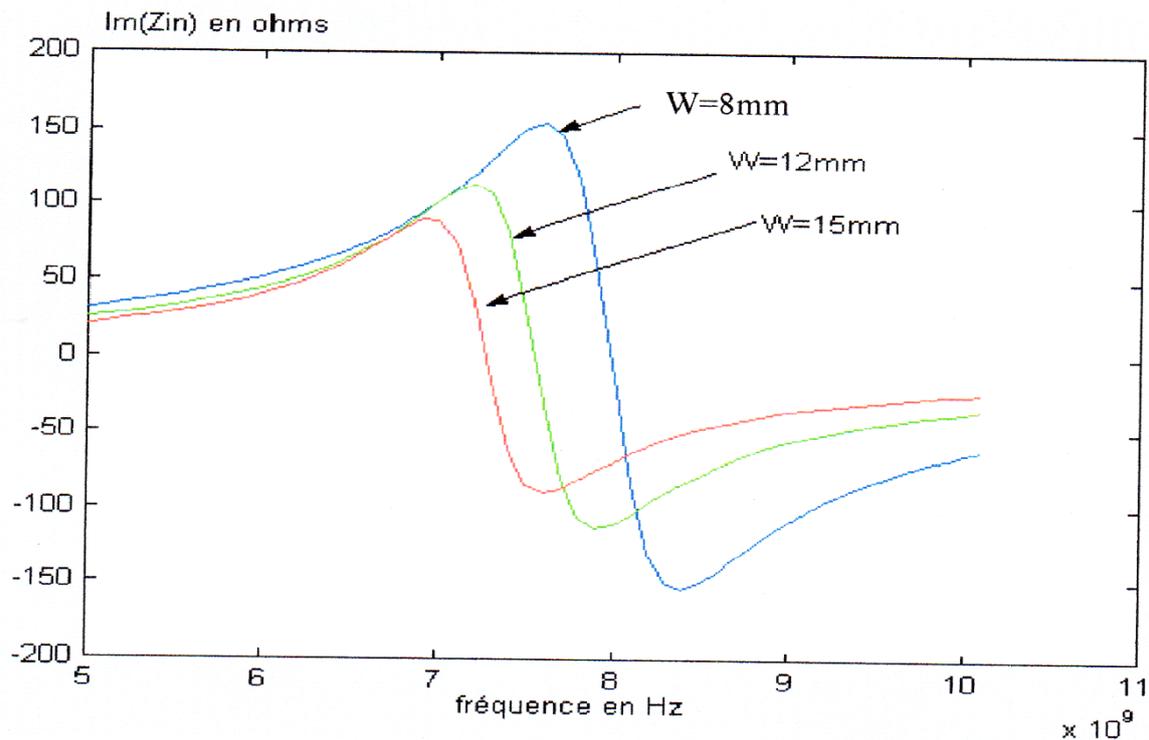


Figure (IV.23) : Effet de la largeur de l'antenne sur la partie imaginaire de l'impédance d'entrée. $L = 10\text{ mm}$, $\text{tang}\delta = 0,0012$, $t = 0,025$, $\epsilon_r = 2,17$, $d_0 = 0,65$, $X = 0,1$.

A partir des figures (IV.20) et (IV.21) et de tableau (IV.3), on constate qu'une diminution de la longueur L du patch entraîne une augmentation de la fréquence de résonance et de la bande passante. Par contre les parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée diminuent.

Dans le cas d'une variation de la largeur W du patch, les figures (IV.22) et (IV.23) ainsi que le tableau (IV.4) indique que la fréquence de résonance et la bande passante sont moins affectées par ces changements par rapport à la variation de L . Cependant les parties réelles et imaginaires de l'impédance d'entrée diminue avec l'augmentation de W .

IV.5. CONCLUSION

Nous avons montré les différentes caractéristiques de l'antenne, et on a appliqué quelques une sur l'antenne imprimée tel que l'impédance d'entrée, le coefficient de réflexion, et le diagramme de rayonnement, puis on a étudié l'influence des constituants, de l'antenne patch sur ces caractéristiques ; l'impédance d'entrée, le diagramme de rayonnement et la bande passante.

CONCLUSION

Dans notre travail, nous avons utilisé les équations de Maxwell pour établir l'expression du champ électromagnétique rayonné dans la zone en champ lointain, par une antenne en fonction de la densité de courant électrique qui la parcourt, puis nous avons généralisé l'intégrale de rayonnement pour le courant magnétique, en appliquant des équations de Maxwell généralisées. Nous avons montré de façon générale la structure, les différentes géométries les plus courantes, les différents types d'alimentation, les avantages et les inconvénients, ainsi que les méthodes d'analyse, nous nous sommes intéressées à étudier le modèle de la cavité, pour déterminer la fréquence de résonance, les densités de courant électrique et magnétique respectivement à $\epsilon_r = 1$ et $\epsilon_r \neq 1$, et la représentation des champs et les courants sur le patch.

Nous avons calculé le champ électromagnétique rayonné dans la zone en champ lointain de l'antenne patch, pour $\epsilon_r = 1$ et $\epsilon_r \neq 1$. Nous avons rappelé les caractéristiques de rayonnement de l'antenne, et les représentations linéaires du diagramme de rayonnement dans les deux plans principaux E et H. Nous avons montré l'influence des constituants de l'antenne patch tels que l'épaisseur de substrat, la permittivité relative sur quelques caractéristiques de l'antenne comme la bande passante, l'impédance d'entrée, et le diagramme de rayonnement.

BIBLIOGRAPHIE

- Cours de M^r. KANANE.H
- Techniques d'Ingénieur (E3 310 ; E3 311).
- LES ANTENNES (théorie, conception, et application) de ODILE PICON et COLL édition DUNOD (CI 110).
- LES ANTENNES de D.BEN SOUSSAN édition DUNOD (CI 12).
- LES ANTENNES (introduction générale) de E.ROUBINE et J.C.H.BOLOMEY édition MASSON (CI 45/Tome1).
- LES ANTENNES de S .DRABOWITCH et C.ANCONA édition MASSON CI 45/ Tome 2).
- ETUDE ET MODELISATION DES ANTENNES PLAQUES MICRORUBAN CIRCULAIRES de M^r.Y.KEROUH en 2000 d'UMM T.O (ING/ELN31).
- ETUDE ET ANALYSE DES ANTENNES PLAQUES MICRORUBAN PAR LE MODELE DE LA LIGNE DE TANSMISSION ET LE MODELE DE LA CAVITE de M^{elle}.D.BOUCEBCI en 2005 d'UMM T.O (ING/ELN27).
- ETUDE ET APPLICATION DES ANTENNES FILAIRES ET DES OUVERTURES RAYONNANTES de M^{elle}.M. AÏT YOUNES en 2006 d'UMM T.O (DEUA/ELN32).
- CALCUL DES ANTENNES FILAIRES MINCES ET SIMULATION AVEC NEC-BASIC 1.0 de M^{er}.S.RAHOUAL en 2006 d'UMM T.O (DEUA/ELN03).
- ANTENNA ARRAY MICROSTRIP de l'institut LEILINIQUE de BOUMERDES (EE 96).
- C.A.BALANIS, "Antenna theory, analysis and design" JOHN WILEY et SONS, 1982, chaps .4, 7.

- **JOHN D.KRAUS, RONALD.J.MARHEFKA, BEN A.MUNK “Antennas for all application”, 2002.**
- **P.F.COMBES, MICRO-ONDES.1. lignes, guides et cavités, 1996.**
- **DESCHAMPS(G.A).-Microstrip Microwave Antennas. 3rdUSAF Symposium on antennas (1953).**
- **I. J. BUHL and P. E. BHARTIA,” Microstrip Antennas”. Dedham, MA: ARTECH HOUSE, 1980.**
- **K. R. CARVER and J. W. MINK, “Microstrip antenna technology,” IEEE TRANS. “Antennas Propagate”, vol. AP-29, pp. 2-24, Jan. 1981.**
- **Master-télécom.Unilim.fr.**
- **www.lessia.obspm.fr.**
- **www.thechnique-ingenieur.fr.**
- **www.hal.inria.fr**
- **Thèse.univ-batna.dz.**
- **bu.unc.edu.dz.**