



## Mémoire de Magister en physique

Option : Optique et Optoélectronique et Micro-ondes

### Antennes Intégrées pour la mesure en zone proche de la Puissance Rayonnée par une Source Micro-onde

Présenté par

L'étudiant : Remil gherici

Devant le jury composé de :

Président: M.TERKI HASSAINE Mounir (Maitre de conférences)

Examineurs: M.AIBOUT Abdallah (Maitre de conférences)

M.BENOTSMANE Ahmed (Maitre de conférences)

Rapporteur: M. AHMADOUCHE Ahmed (Maître de conférences)

Année Universitaire : 2010/2011

## ***RESUME***

---

Dans les systèmes micro-ondes à émission de forte puissance (de l'ordre du kW et plus) comme le radar, ou en direction des satellites géostationnaires, la quantité de puissance mise en jeu donne une importance particulière à la mesure du rendement de rayonnement et de la puissance réellement rayonnée.

Pour déterminer le rendement, il faut pouvoir mesurer la puissance fournie à l'antenne, mais également mesurer la puissance totale rayonnée. La mesure de cette dernière passe par la mesure du champ électrique un peu partout dans l'espace entourant l'antenne.

Des capteurs devront être placés autour de l'antenne, au plus près possible, pour réduire leur nombre, mais aussi pour éviter les perturbations extérieures. Ces capteurs, bien évidemment ne doivent pas altérer le rayonnement de l'antenne. Par conséquent, il faut éviter les liaisons métalliques entre les capteurs et les circuits de traitement de l'information. D'où l'intérêt d'utiliser des capteurs de type électrooptique, dans lesquels le transport de l'information serait supporté par des porteuses optiques.

Le champ capté doit moduler, dès sa réception, une onde optique qui serait véhiculée à travers une fibre, à priori non perturbatrice des rayonnements électromagnétiques.

Dans le cadre du projet proposé, après une bibliographie sur les techniques de mesure des champs rayonnés, nous étudierons, en première étape le rayonnement proche d'une antenne dipôle, avant de proposer l'emplacement des capteurs, la technique de mesure et leur nombre.

Par la suite, nous développerons un programme visant à déterminer le rayonnement en champ lointain, ainsi que le rendement de l'antenne, en ayant connaissance des valeurs du champ proche en certains points de l'espace, grâce à une série de mesures.

Enfin, nous étudierons les propriétés des capteurs réalisés sur le principe des modulateurs électrooptiques basés sur des matériaux cristallins et polymères.

*« En apparence, la vie n'a aucun sens, et pourtant,  
il est impossible qu'il n'y en ait pas un ! »<sup>1</sup>  
« La plus belle chose que nous puissions éprouver,  
c'est le côté mystérieux de la vie. »<sup>2</sup>*

*Albert EINSTEIN.*

*« Le voyage est une espèce de porte par où l'on sort de la réalité  
comme pour pénétrer dans une réalité inexplorée qui semble un rêve. »<sup>3</sup>*

*(Au Soleil)*

*« Aimer beaucoup, comme c'est aimer peu !  
On aime, rien de plus et rien de moins. »<sup>4</sup>*

*(Notre Cœur)*

*Guy de MAUPASSANT.*

---

1. 2. *Albert EINSTEIN, physicien américain d'origine allemande, prix Nobel de physique 1921.*  
*Pensées et Citations, internet : <http://perso.wanadoo.fr/webblog/Einstein.htm>*

3. 4. *Guy de MAUPASSANT, écrivain nouvelliste normand, auteur notamment de « Bel-Ami » (roman, 1885) et « Le Horla » (1887).*  
*Citations, internet : <http://users.swing.be/bn/Maupassant/pages/citations/>*

## *Remerciements*

---

*J'exprime mes remerciements à M. AHMADOUCHE Ahmed, Maitre de conférences à l'université de Mostaganem, pour m'avoir accueilli ainsi que pour m'avoir confié ce travail et accepté d'être le rapporteur de ma thèse et pour son aide et son soutien constant.*

*Je remercie M. TERKI HASSAINE Mounir, Maitre de conférences à l'université de Mostaganem, de me faire l'honneur de présider ce jury.*

*Je remercie également M. AIBOUT Abdellah, Maitre de conférences à l'université de Mostaganem, et M. BENOISMANE Ahmed, Maitre de conférences à l'université de Mostaganem, d'avoir bien voulu juger jury de thèse.*

*Je tiens également à remercier mes parents et ma femme pour leurs soutient et pour leurs aides ainsi que pour son bonne dévouement.*

*Enfin, je tiens à remercier l'ensemble de mes collègues de travail.*

## **TABLE DES MATIERES**

Introduction.....	06
CHAPITRE I - Technique de reconstruction de phase à partir des intensités.....	08
A-Champ proche et champ lointain d'une antenne .....	08
A-1- définition.....	08
A-2-Délimitation des trois régions de rayonnement.....	10
A-2-a- région du champ lointain (zone de Fraunhofer).....	11
A-2-b- Zone de Fresnel .....	12
A-2-c-Région du champ proche .....	13
B- Les méthodes de reconstruction de phase.....	14
B-1- Méthode avec source de référence.....	14
B-2- La méthode de reconstruction de phase à des intensités sans source de référence.....	19
B-2-a-Technique de reconstruction de phase .....	19
B-3- Méthode utilisant une sonde intégrée pour la mesure en champ proche.....	22
B-3-a-Introduction.....	22
B-3-b- La Méthode de mesure.....	22
B-3-c-Conclusion .....	26
B-3-2- L'Acquisition des mesures.....	26
B-3-3- Le Traitement des mesures.....	27
C-Reconstruction de phase à partir de mesure d'intensités recueillis à l'aide d'une sonde intégrée .....	28
C-1- Le Calcul des phases du champ.....	28
Chapitre II - La Transformation Champ Proche – Champ Lointain.....	38
II-1-Méthode de mesure .....	39
II-1-1) méthode superposition des ondes planes.....	39
II-1-2-méthode des sources équivalent de courant .....	46
II-2- validation de la méthode champ proche –champ lointain .....	50
Chapitre III - Capteurs.....	54
III-1-Antenne Dipôle .....	54
III-1-a-Dipôle électrique élémentaire de Hertz.....	54
III-1-b-Dipôle court .....	57
III-2-Dipôle demi-onde ( $\lambda/2$ ) .....	59
III-3-Patchs et antennes imprimées.....	63
III-3-1-Utilisations.....	64
III-3-2- Avantages et limitations des antennes patch.....	64
III-3-3- Les diverses formes des éléments rayonnants.....	64
Conclusion.....	68
ANNEXE.....	70
I-Programme de reconstruction de phase .....	70
II-Programme de transformation champ proche –champ lointain.....	73
BIBLIOGRAPHIE.....	76

## **INTRODUCTION**

Dans les systèmes micro-ondes à émission de forte puissance (de l'ordre du kW et plus) comme le radar, ou en direction des satellites géostationnaires, la quantité de puissance mise en jeu donne une importance particulière à la mesure du rendement de rayonnement et de la puissance réellement rayonnée.

Pour déterminer le rendement, il faut pouvoir mesurer la puissance fournie à l'antenne, mais également mesurer la puissance totale rayonnée. La mesure de cette dernière passe par la mesure du champ électrique un peu partout dans l'espace entourant l'antenne.

Des capteurs devront être placés autour de l'antenne, au plus près possible, pour réduire leur nombre, mais aussi pour éviter les perturbations extérieures.

La technique de l'évaluation du diagramme de rayonnement d'une antenne est amplement employée à l'aide d'une transformation champ proche-champ lointain et qui devient importante en haute fréquence.

La mesure du champ proche de l'antenne permet de déduire à l'aide d'une méthode de calcul numérique, le diagramme de rayonnement de l'antenne en champ lointain.

D'autre part les mesures de l'intensité électrique du champ proche de l'antenne permettent également de déduire la phase associée au champ électrique régnant dans l'environnement proche de l'antenne sous test.

Différentes méthodes de calcul existent. Elles seront abordées et développées dans la suite de ce mémoire.

Pour la mesure de l'intensité du champ électrique, divers capteurs peuvent être utilisés. En particulier des antennes réceptrices microstrip, patches ou dipôles. Cependant les liaisons métalliques entre la zone de mesure et le dispositif électronique de traitement de l'information (analogique - numérique) contiennent du métal, qui est susceptible de perturber significativement le champ rayonné par l'antenne.

Le but de ce présent travail est de déterminer la répartition spatiale du rayonnement électromagnétique d'une antenne de forte puissance à partir de mesure d'intensité.

Pour atteindre cet objectif, deux étapes doivent être menées :

**-Premièrement** : reconstruction de la phase à partir des mesures d'intensités du champ électrique.

**-Deuxièmement** : transformation champ proche -champ lointain.

Le chapitre I est consacré à la reconstruction de phase. Différentes méthodes sont exposées. La méthode utilise une sonde intégrée ainsi un système des 4 diodes a été développée, il est validée pour le rayonnement du dipôle électrique. la phase du champ calculée par reconstruction est comparée à la phase exacte du champ électrique rayonnée.

Le chapitre II concerne la transformation du champ proche -champ lointain, la méthode de la superposition d'ondes planes dans le domaine spectrale (appelée plan wave spectrum) PSW a été utilisée.

Un programme mathlab a été également développée pour le champ lointain et le diagramme de rayonnement .L'exemple du dipôle a été choisi pour valider les résultats de calcul.  
Enfin dans le chapitre III, quelques capteurs susceptible d'être utilisée pour relever les intensités du champ électrique sont étudiés.

## CHAPITRE 1

### Technique de reconstruction de phase à partir des intensités

#### A- Champ proche et champ lointain d'une antenne

##### A-1) définition :

L'espace dans lequel l'antenne rayonne peut être décomposé en deux zones : la zone de champ proche et la zone de champ lointain. Dans chacune des zones l'onde rayonnée possède des caractéristiques différentes qui renseignent sur la structure de l'onde pour un point de mesure donné dans l'espace.

La zone située à la frontière entre la zone de champ proche et de champ lointain : la zone de champ intermédiaire, qui est par ailleurs mal définie. Il est préférable de travailler soit dans la zone de champ proche ou dans la zone de champ lointain pour réaliser des mesures, ces zones étant bien définies et bornées dans l'espace.

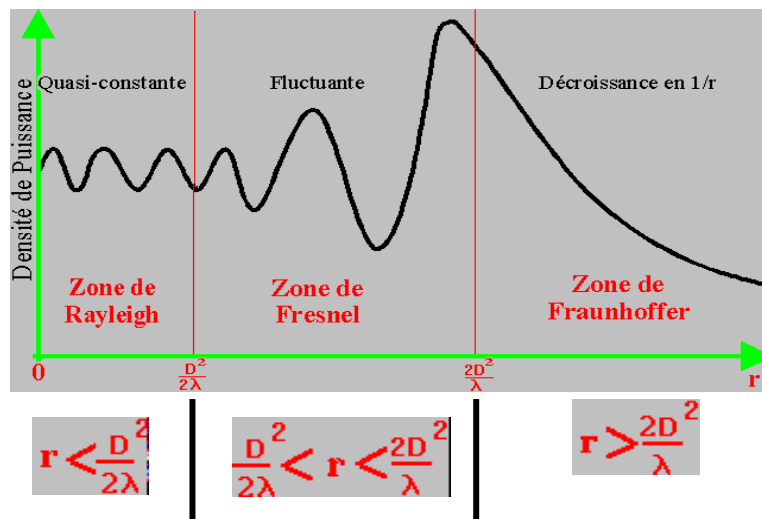


Figure 1. Différentes zones de rayonnement d'une antenne

**D** : est le diamètre de la surface équivalente de l'antenne

**r** : la distance de l'antenne au point d'observation

Les zones de rayonnement se subdivisent en :

- **Zone de Rayleigh**

Dans cette **zone de champ proche** (ou zone de Rayleigh), il y a échange d'énergie réactive entre l'antenne et le milieu extérieur. A courte distance (par rapport à la longueur d'onde),  $r < \frac{D^2}{2\lambda}$ , la densité de puissance est quasi constante. C'est dans cette zone qu'on détermine les caractéristiques dépendant du champ lointain de l'antenne à savoir l'impédance d'entrée, le coefficient de réflexion, le taux d'ondes stationnaires (TOS) et la bande passante.

- **Zone de Fresnel**

Dans la seconde zone,  $\frac{D^2}{2\lambda} < r < \frac{2D^2}{\lambda}$ , la densité de puissance est fluctuante .

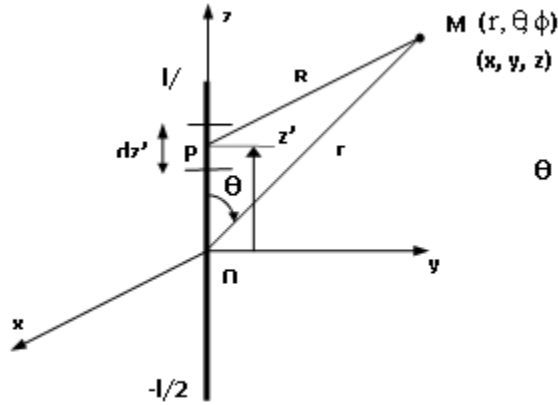
- **Zone de Fraunhofer**

Dans la **zone de champ lointain** (ou de Fraunhofer), à grande distance (par rapport à la longueur d'onde), les champs sont rayonnés sous la forme d'onde (*quasiment*) plane.

Si  $r$  est la distance à l'antenne, dans cette zone,  $r > \frac{2D^2}{\lambda}$ , la densité de puissance décroît en  $1/r$ . On détermine dans cette zone les caractéristiques de l'antenne dépendant du champ lointain (diagramme de rayonnement, la directivité etc...).

## A-2)-Délimitation des trois régions de rayonnement

Avant de commencer le calcul du champ rayonné par une antenne filaire rectiligne de longueur  $l$  quelconque, il est utile de trouver les limites des trois régions de rayonnement. Pour ce faire, considérons le cas simple d'une antenne filaire rectiligne de longueur  $l$  orienté le long de l'axe  $z$  et centré à l'origine  $O$  des coordonnées (Fig. 2).



**Fig. 2 Position du point d'observation.**

La distance R du point d'excitation P au point d'observation M est

$$R = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + (-2zz' + z'^2)} = r^2 + (-2zz' + z'^2)^{1/2}$$

ou encore

$$R = r \left[ 1 + \left( -2 \frac{z}{r^2} z' + \frac{z'^2}{r^2} \right) \right]^{1/2} \dots \dots \dots (1)$$

Sachant que  $z = r \cos \theta$ , l'expression de la distance R peut se mettre sous la forme

$$R = r \left[ 1 - \left( \frac{2}{r} z' \cos \theta - \frac{z'^2}{r^2} \right) \right]^{1/2} \dots \dots \dots (2)$$

En utilisant le développement particulier du binôme

$$(1 + x)^{1/2} = 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{2.4}x^2 - \frac{1.3}{2.4.6}x^3 - \dots \dots \dots \quad -1 \leq x \leq 1$$

l'expression (2) devient

$$R = r - z' \cos \theta + \frac{1}{r} \left( \frac{z'^2}{2} \sin^2 \theta \right) + \frac{1}{r^2} \left( \frac{z'^3}{2} \sin^2 \theta \cos \theta \right) + \dots \dots \dots (3)$$

Les termes d'ordre supérieur de (3) sont moins significatifs car ( $r \gg z'$ ). Dans le cas du doublet électrique et du dipôle de faible longueur nous avons effectué l'approximation  $\vec{r}' = \vec{0}$  ( $x' = y' = z' = 0$ ), la distance R est alors égale à r et par conséquent  $\psi(R) = \psi(r)$ . Au-delà d'une longueur de l'élément filaire  $l \geq \lambda / 10$ , cette approximation n'est plus valable.

**A-2-a) Région du champ lointain (zone de Fraunhofer)**

Dans cette région on se contentera des deux premiers termes du développement de la relation (3)

$$R = \begin{cases} r - z' \cos\theta = r - \vec{r}' \cdot \hat{r} & \text{(car } \vec{r}' = z' \hat{z}, x' = y' = 0) \text{ pour le terme de phase} \\ r & \text{pour le terme d'amplitude} \end{cases} \dots\dots\dots (4)$$

Dans cette approximation, le troisième terme est le terme négligé le plus élevé dans le développement. Sa valeur maximale, obtenue dans la direction horizontale ( $\theta = \pi / 2$ ) pour laquelle les termes d'ordre supérieur sont nuls, est

$$\frac{1}{r} \left( \frac{z'^2}{2} \sin^2 \theta \right)_{\theta=\pi/2} = \frac{z'^2}{2r} \dots\dots\dots (5)$$

Pour une antenne courante de dimension maximale l ( $l > \lambda$ ), de nombreuses investigations à travers des exemples numériques ont montré qu'une erreur de phase maximale de  $\pi / 8$  radians ( $22.5^\circ$ ) n'affecte pratiquement pas la valeur du champ et on peut donc écrire

$$k \frac{z'^2}{2r} \leq \frac{\pi}{8}$$

ce qui se traduit pour l'antenne filaire verticale de la figure 2 par :

$$r \geq 2 \frac{l^2}{\lambda} \dots\dots\dots (6)$$

Ainsi, tant que la distance du point d'observation r vérifie la relation (6), l'erreur de phase dans la formulation du champ par l'approximation (3) ne dépasse pas la norme permise à savoir  $\pi / 8$  radians. La relation (6) délimite ainsi la région du champ lointain (zone de Fraunhofer). Pour une telle région, les directions PM et OM sont parallèles (Fig.2.b).

Bien ceci est montré dans le cas simple d'une antenne filaire de longueur  $l$ , l'équation (6) est valable pour toute antenne de dimension maximale  $D$  (diamètre du paraboloïde dans le cas d'une antenne à réflecteur parabolique) et s'écrit

$$r \geq 2 \frac{D^2}{\lambda} \dots\dots\dots (7)$$

**A-2-b) Zone de Fresnel :**

Au fur et à mesure que l'éloignement augmente, l'erreur de phase due à l'approximation de la distance  $R$  augmente. Pour maintenir cette erreur inférieure à la norme permise, il faut ajouter le troisième du développement (3) qui devient

$$R = r - z' \cos\theta + \frac{1}{r} \left( \frac{z'^2}{2} \sin^2 \theta \right) \dots\dots\dots (8)$$

Pour déterminer l'erreur maximale de phase commise en négligeant le quatrième terme, il faut trouver la valeur de l'angle  $\theta$  pour laquelle ce terme est maximum

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{1}{r^2} \left( \frac{z'^3}{2} \cos\theta \sin^2 \theta \right) \right] = \frac{z'^3}{2r^2} \sin\theta (-\sin^2 \theta + 2 \cos^2 \theta) = 0$$

La solution  $\theta = 0$  est à écarter car elle annule le troisième terme du développement (3). On garde alors uniquement la solution de l'équation  $-\sin^2 \theta + 2 \cos^2 \theta = 0$  qui s'écrit  $\theta_1 = \text{Arctg}(\sqrt{2})$ .

Dans ces conditions, l'erreur maximale de phase commise en négligeant le quatrième terme doit vérifier la relation

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{z'^3}{2r^2} \cos\theta \sin^2 \theta \Big|_{z'=l/2, \theta_1=\text{Arctg}(\sqrt{2})} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{l}{2}\right)^3 \frac{1}{2r^2} \left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right) \left(\frac{2}{3}\right) \leq \frac{\pi}{8}$$

qui peut encore s'écrire sous la forme

$$r^2 \geq \frac{2}{3\sqrt{3}} \left(\frac{l^3}{\lambda}\right) = 0.385 \left(\frac{l^3}{\lambda}\right) \quad \text{ou encore} \quad r \geq 0.62 \sqrt{\frac{l^3}{\lambda}}$$

On délimite ainsi une région de l'espace entourant l'antenne, appelée zone de Fresnel, par la relation

$$\frac{2 l^2}{\lambda} \geq r \geq 0.62 \sqrt{\frac{l^3}{\lambda}} \dots\dots\dots (9)$$

---

### A-2-c) Région du champ proche :

Lorsque l'éloignement décroît au-delà de la limite inférieure de la zone de Fresnel, nous avons établi que toute la puissance émise par l'antenne est purement réactive. Cette région, appelée région du champ réactif (ou champ proche) est alors délimitée par

$$0 \leq r \leq 0.62 \sqrt{\frac{l^3}{\lambda}} \dots\dots\dots (10)$$

Pour une antenne de forme quelconque et dont la dimension maximale est D, l'espace entourant cette antenne est usuellement subdivisé en trois régions (Fig.1) délimitées par

- région du champ proche

$$0 \leq D \leq 0.62 \sqrt{\frac{l^3}{\lambda}}$$

- région du rayonnement proche (zone de Fresnel)

$$0.62 \sqrt{\frac{l^3}{\lambda}} \leq D \leq \frac{2 l^2}{\lambda}$$

- région du champ lointain (zone de Fraunhofer)

$$\frac{2 l^2}{\lambda} \leq D \leq \infty$$

---

## **B- Les méthodes de reconstruction de phase :**

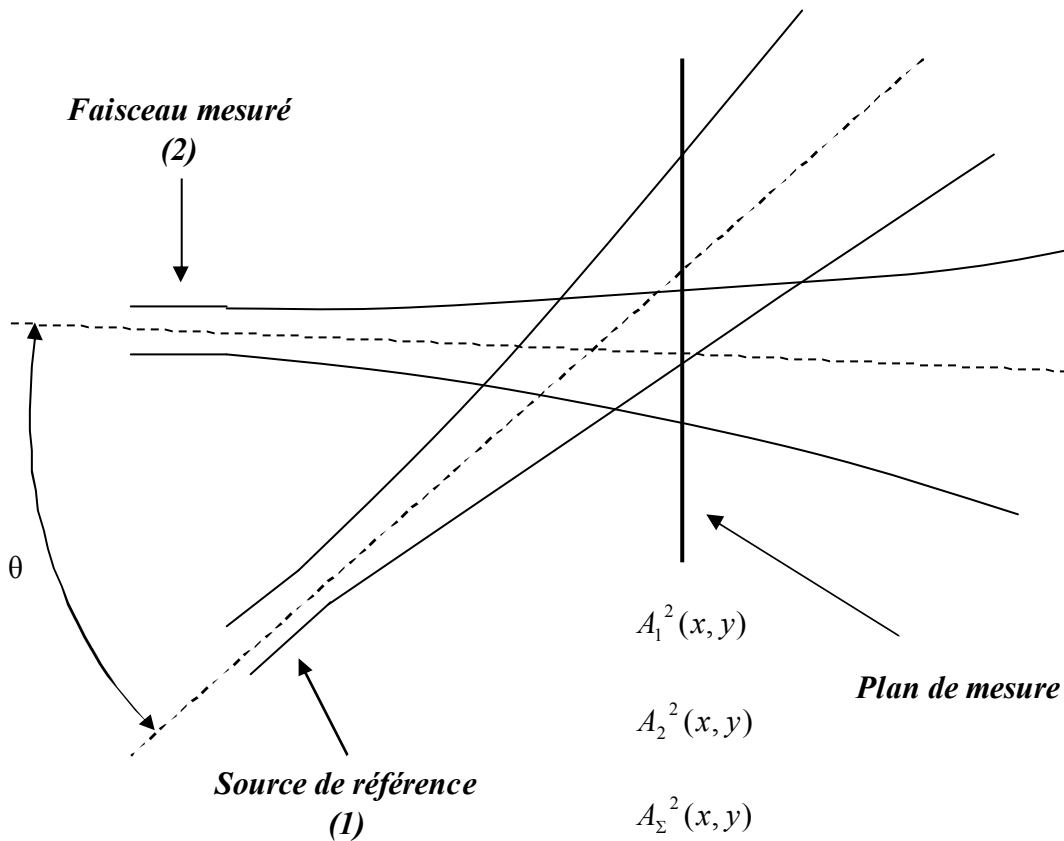
Obtenir des informations sur la distribution de la phase est d'un grand intérêt. Dans le diagnostic du faisceau d'onde, les mesures de la phase peuvent être faites avec l'analyseur de réseaux vectoriel par exemple, lorsque la fréquence augmente les mesures sont difficiles à obtenir. de plus l'analyseur vectoriel coute cher et ne peut pas être déplacé dans des zones hostiles ou loin du laboratoire .d'ou l'intérêt de reconstruire la phase à partir de mesure d'intensités. Il est bien connu que la phase, peut être déterminé par un faisceau appelé faisceau cohérent l'approche est simple, mais Les exigences de la source de référence dans la gamme des ondes millimétriques sont très strictes et difficiles à réaliser pour le diagnostic de la phase de forte puissance dans les dispositifs électroniques.

Une deuxième méthode de reconstruction de la phase n'exige pas la source de référence. Il faut mesurer des distributions d'intensités dans quelques coupes le long de la propagation du faisceau, puis on utilise un procédé itératif spécial qui synthétise des avants de phase dans des coupes qui fournissent la transformation mutuelle due à la diffraction entre les intensités mesurées. C'est la méthode la plus commode pour les faisceaux d'onde de haute puissance. Elle a été confirmée par beaucoup d'expériences.

L'intensité du champ rayonné par la source sous test est relevée sur 2 plans parallèles ( $N_x$  et  $N_y$  échantillons ) localisés à des distances  $Z_1$  et  $Z_2$  de la source .Une méthode itérative évaluant le champ complexe (module et phase ) sur les 2 plans permet de remonte la phase du champ rayonné par la source .

Une troisième méthode utilise 2 signaux mesurés simultanément par 2 capteurs qui soient la surface d'observation du champ dans la zone de proximité de l'antenne. Les carrés d'amplitude sont détectés à l'aide de quatre diodes et utilisés pour la reconstruire de la phase du champ.

## B-1- Méthode avec source de référence



**Fig. 3** : Schéma de principe de la mesure du champ avec référence

Afin de déterminer la phase du champ en chaque point d'une ouverture rayonnante, il est nécessaire de procéder à trois mesures distinctes.

D'abord, celle de l'intensité du faisceau de référence  $A_1^2(x, y)$ , puis celle du faisceau dont on recherche la phase  $A_2^2(x, y)$  et enfin celle de la zone d'intersection des deux précédents faisceaux  $A_\Sigma^2(x, y)$ .

Grâce à ces trois mesures effectuées précédemment, il est possible de déduire le cosinus de la différence entre les phases du faisceau sous test et du faisceau de référence, à l'aide de la formulation suivante :

$$\cos \Delta\varphi(x, y) = \frac{A_3^2(x, y) - A_1^2(x, y) - A_2^2(x, y)}{2|A_1(x, y)||A_2(x, y)|} \quad (6)$$

Cette forme est valable dans le domaine de l'espace où les deux champs sont différents de zéro ( $A_i \neq 0$ ).

Dans le but de déterminer  $\Delta\varphi(x, y)$  il est possible de représenter  $\cos \Delta\varphi(x, y)$  par la relation suivante :

$$\cos \Delta\varphi(x, y) = \frac{1}{2} [Z(x, y) + Z^*(x, y)] \quad (7)$$

Où  $\Delta\varphi(x, y)$  est un argument de  $Z(x, y)$ .

La grandeur  $\cos \Delta\varphi(x, y)$  peut également être représentée par une somme d'intégrales de Fourier spatiales, à l'aide de la forme suivante :

$$\cos \Delta\varphi(x, y) = \iint_{G_1} S(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y + \iint_{G_2} S(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (8)$$

Où  $S(k_x, k_y)$  représente le spectre transversal de  $\cos \Delta\varphi(x, y)$ , possédant par ailleurs la propriété suivante :

$$S(k_x, k_y) = S^*(-k_x, -k_y) \dots \dots \dots (9)$$

Il est nécessaire de décomposer de façon correcte le spectre spatial précédent en deux régions égales et symétriques, nommée  $G_1$  et  $G_2$ . Pour cela, nous utiliserons les propriétés respectives des spectres des deux faisceaux.

Il est aussi important de pouvoir connaître l'angle  $\theta$  entre les deux sources, de manière à pouvoir déterminer la phase correctement.

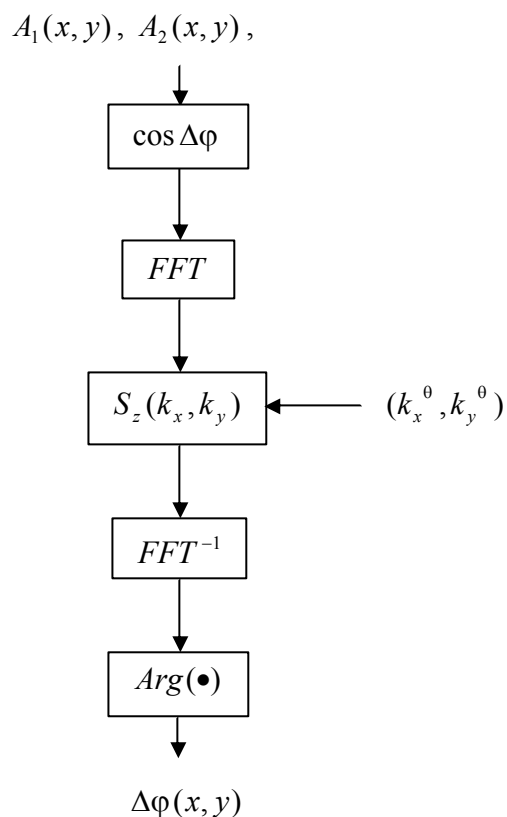
En effet, il est plus aisé de décomposer le spectre spatial et d'accéder à la valeur de la phase recherchée, si l'angle  $\theta$  est assez grand comparé à la largeur du spectre de la différence  $\Delta\varphi(x, y)$  et que le spectre  $S(k_x, k_y)$  est localisé près des points  $(k_x^\theta, k_y^\theta)$  et  $(-k_x^\theta, -k_y^\theta)$ , où  $k_{x,y}^\theta = k \cdot \sin\theta_{x,y}$ . Sachant que la frontière entre les aires  $G_1$  et  $G_2$  passe au milieu de ces points.

Le spectre de  $Z(x, y)$  peut être établi grâce aux expressions suivantes :

$$S_z(k_x, k_y) = \begin{cases} 2.S_z(k_x, k_y), \forall k_x, k_y \in G_1 \\ 0, \forall k_x, k_y \in G_2 \end{cases} \dots\dots\dots(10)$$

Il suffit, par la suite, de faire la transformée de Fourier inverse de  $S_z(k_x, k_y)$  et d'en déduire la valeur de la phase à mesurer, par simple soustraction entre  $\Delta\varphi(x, y)$  et la phase de référence qui elle est connue.

Il est possible de résumer la méthode à l'aide du schéma ci-dessous, donnant les différentes étapes successives permettant d'aboutir au résultat souhaité :



**Fig. 4** : Schéma des opérations à effectuer en vue d'extraire la phase

**Conclusion** :

Cette première méthode à l'inconvénient de nécessiter la mise en œuvre d'une source de référence cohérente qui doit être connue. Ce qui pose un problème de précision quant à la détermination de ses caractéristiques.

## B-2- La Méthode de reconstruction de phase à des intensités sans source de référence

L'avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite aucune source de référence dont les caractéristiques doivent être précisément connues.

En mesurant la distribution des intensités de champ dans plusieurs sections droites du faisceau sous test, il est possible de reconstruire la distribution des phases associées au champ dans l'espace.

### B-2-a) Technique de reconstruction de phase :

L'intensité  $E_1(x,y,z_1)$  et  $E_2(x,y,z_2)$  du champ rayonné par la source sous test est connue sur deux plans parallèles ( $N_x$  par  $N_y$  échantillons) localisés aux distances  $Z_1$  et  $Z_2$  de la source. Deux étapes du processus sont utilisées :

1- Propagation du champ de  $Z_1$  à  $Z_2$  :

$$E_2(x,y,z_2) = \int \int E_1(x',y',z_1) \exp\left\{i\left[k\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z_2^2} - k\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z_1^2}\right]\right\} dx' dy' \quad (11)$$

Détermination du champ complexe dans le plan  $Z_2$  à partir du champ sur le plan  $Z_1$

2- propagation dans le sens inverse

$$E_1(x,y,z_1) = \int \int E_2(x',y',z_2) \exp\left\{i\left[k\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z_1^2} - k\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z_2^2}\right]\right\} dx' dy' \quad (12)$$

(résultat de l'étape 1) à  $Z_1$  :

Détermination du champ complexe dans le plan  $Z_1$  à partir du champ sur le plan  $Z_2$   
 Au début, la phase  $\varphi_1^1=0$  sur le plan 1

Minimiser la fonction :

$$\Delta \varphi = \int \int \left[ \left| \frac{E_2(x,y,z_2)}{E_1(x,y,z_1)} \right|^2 - 1 \right] dx dy$$

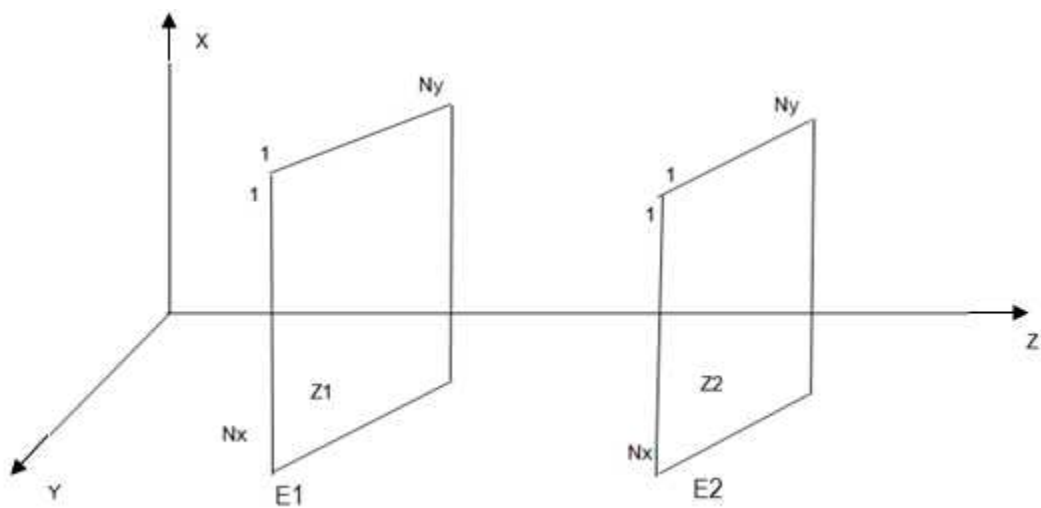
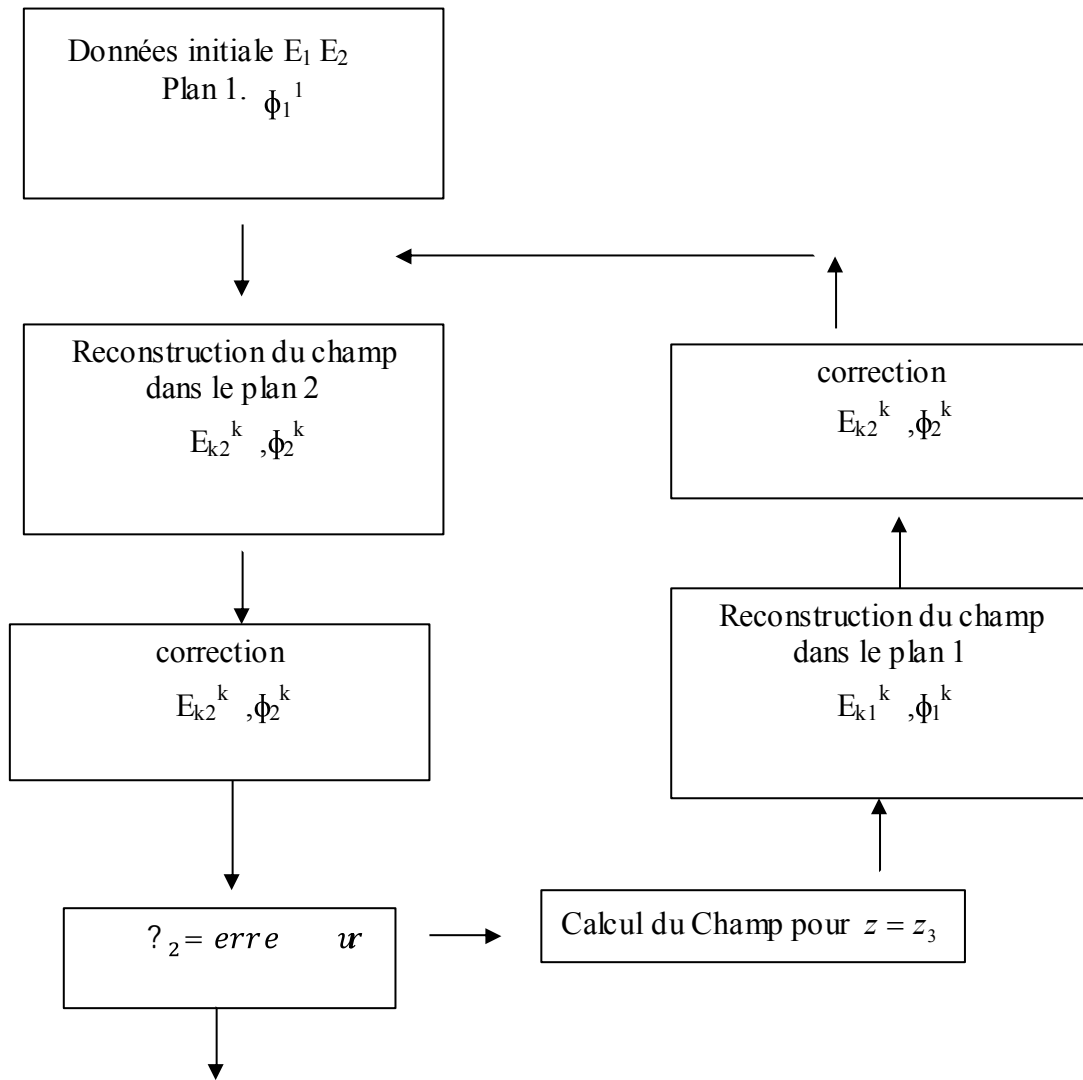


Fig.5 : Reconstruction de phase



**Fig. 6** Procédé de mesure sans faisceau de référence

**B-2-b) Conclusion :**

Cette deuxième méthode basée sur la synthèse de la phase à partir des intensités de champs mesurées dans différents plans de section droite du faisceau à analyser ne possède pas le désavantage de la méthode précédemment exposée.

De plus, il est possible, à partir des distributions de champs mesurées sur l'ensemble des sections droites, d'avoir une connaissance de la structure complète en tout point et en trois dimensions, en utilisant la forme intégrale d'Huygens-Kirchoff citée en début d'étude.

### **B-3- Méthode utilisant une sonde intégrée pour la mesure en champ proche**

#### **B-3-a-Introduction :**

L'évaluation du diagramme de rayonnement d'antenne au moyen de technique de transformation de champ proche en champ lointain est un procédé largement utilisé aux longueurs d'onde millimétriques (30-300 GHz)

Dans ce type de transformation, l'efficacité de mesure de champ proche est strictement liée à une connaissance précise de la phase du champ proche. Ce qui devient de plus en plus difficile au fur et à mesure que l'on évolue vers les hautes fréquences. Cela est due dans la plupart des cas aux erreurs de positionnement des capteurs et aux variations des facteurs d'environnements telles que la température et de l'humidité relative.

La méthode décrite ci-dessus surmonte toutes les difficultés reliées avec d'autres techniques existantes, puisqu'elle n'exige aucune augmentation du temps de balayage ou de la complexité de service de mesure, ainsi l'équipement peu coûteux peut être utilisé pour effectuer les mesures de champ proche qui sont prise sur une surface simple de balayage.

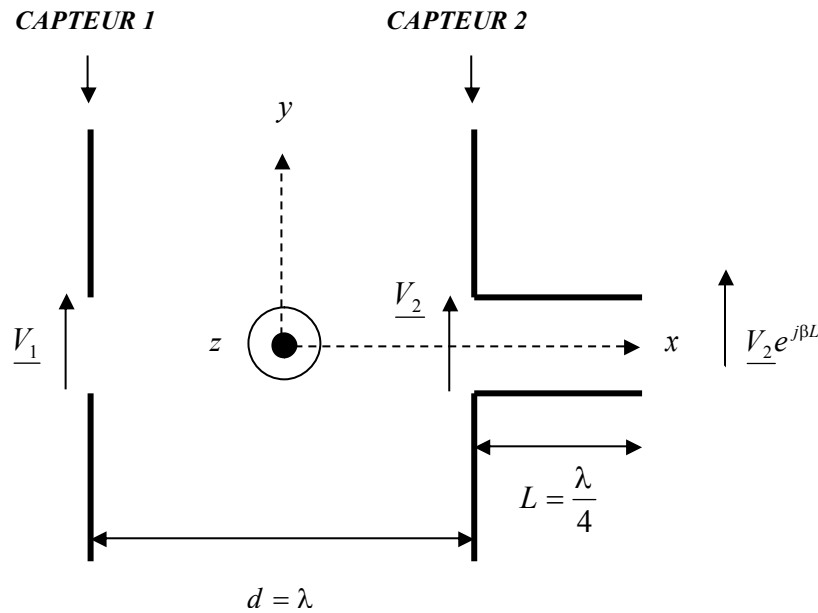
Cette méthode de mesure du champ proche utilise deux signaux mesurés simultanément par deux capteurs qui sondent la surface d'observation du champ dans la zone de proximité de l'antenne.

Deux signaux complexes de phase  $s$  sont alors mesurés par les deux sondes, puis sommés, l'un en phase et l'autre en quadrature par deux circuits positionnés sur la même carte. Les carrés des amplitudes sont détectés à l'aide de quatre diodes et utilisés pour la recherche de la phase du champ dans la zone de champ proche.

#### ***B-3-b- La méthode de mesure***

-Le dispositif de mesure

- Donnons d'abord le schéma illustrant le principe de la mesure utilisée :



**Fig. 7** : Mesure du champ et de sa phase avec les deux sondes

Les signaux  $\underline{V}_1$  et  $\underline{V}_2$  constituent les deux signaux complexes reçus par les capteurs simultanément sur la surface de mesure de l'antenne dans la zone de champ proche pour  $z = c^{te}$ .

Ils sont définis comme suit :

$$\underline{V}_1 = |\underline{V}_1| \cdot e^{j\varphi_1} \dots\dots\dots (13)$$

$$\underline{V}_2 = |\underline{V}_2| \cdot e^{j\varphi_2} \dots\dots\dots (14)$$

Définissons la quantité suivante :

$$M_1 = |\underline{V}_1 + \underline{V}_2 \cdot e^{j\beta L}|^2 \dots\dots\dots (15)$$

Qui prend les valeurs :

$$\text{pour } \beta L = 0, M_1' = |\underline{V}_1 + \underline{V}_2|^2 \quad (16)$$

$$\text{pour } \beta L = \frac{\pi}{2}, M_1'' = |\underline{V}_1 + j.\underline{V}_2|^2 \quad (17)$$

Les deux quantités  $M_1'$  et  $M_1''$  peuvent être s'exprimée de la façon suivante, en développant les deux expressions précédentes :

$$M_1' = |\underline{V}_1|^2 + |\underline{V}_2|^2 + 2.|\underline{V}_1|.|\underline{V}_2|. \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (18)$$

$$M_1'' = |\underline{V}_1|^2 + |\underline{V}_2|^2 + 2.|\underline{V}_1|.|\underline{V}_2|. \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (19)$$

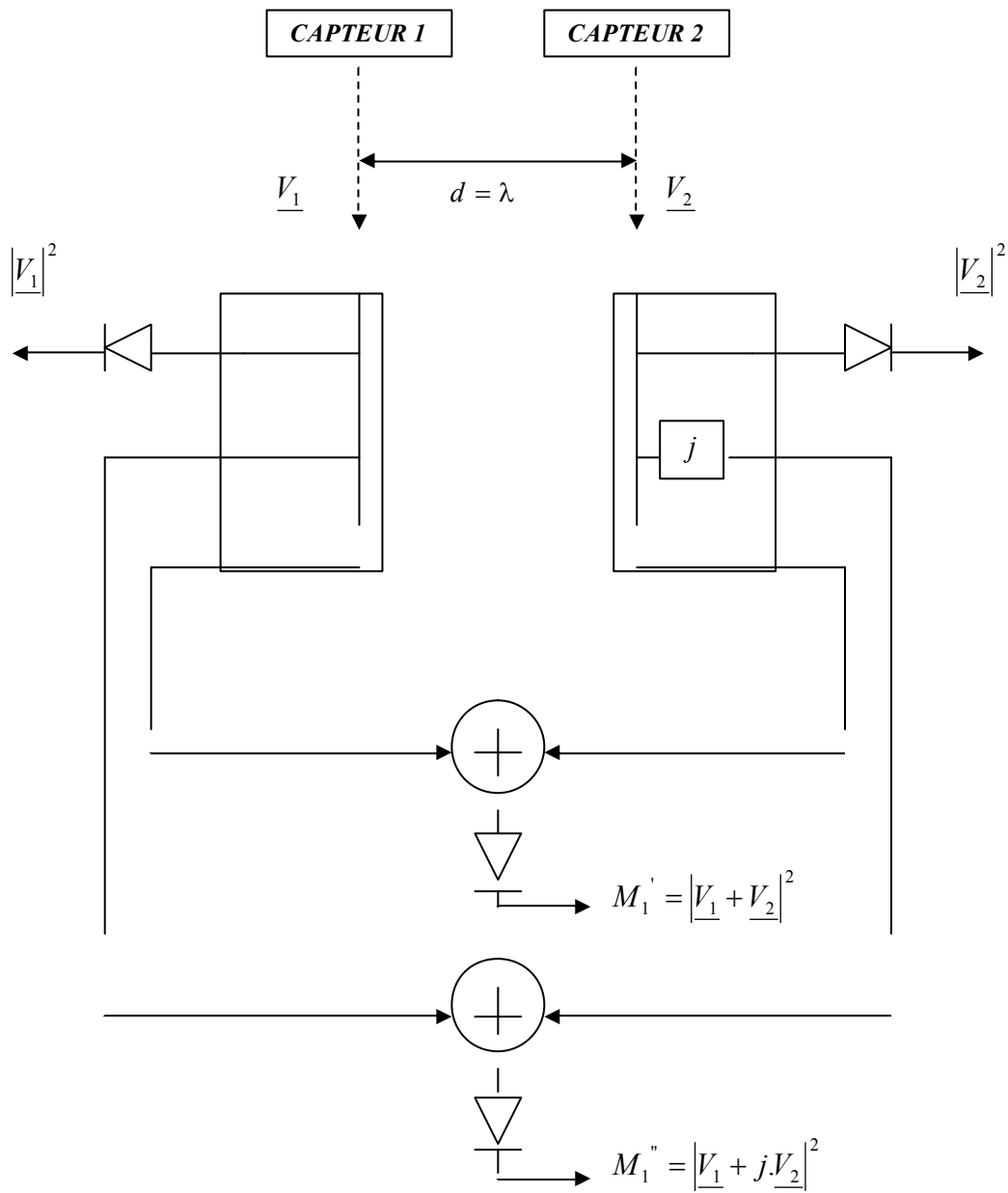
En combinant ces deux équations, on obtient la différence de phase entre les deux signaux complexes mesurés :

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \text{Arc tan} \left( \frac{M_1'' - |\underline{V}_1|^2 - |\underline{V}_2|^2}{M_1' - |\underline{V}_1|^2 - |\underline{V}_2|^2} \right) \quad (20)$$

Il est alors possible de connaître la phase du champ en un point de la surface de mesure à l'aide d'une simple addition :

$$\varphi_1 = \varphi_2 + \Delta\varphi \quad (21)$$

Pour obtenir à la fois, l'information sur l'intensité du champ et l'information sur sa phase il faut réaliser quatre opérations, à savoir :  $(|\underline{V}_1|^2, |\underline{V}_2|^2, |\underline{V}_1 + \underline{V}_2|^2, |\underline{V}_1 + j.\underline{V}_2|^2)$ , à partir des deux mesures simultanées réalisées par les capteurs 1 et 2 placés l'un à côté de l'autre.



**Fig. 8** : Synoptique de la mesure en champ proche à l'aide des deux sondes

Ici, les sondes sont deux pièces rectangulaires résonnantes à la fréquence d'alimentation, montée à une distance  $d$ .

Les lignes et les jonctions de bande sur le même circuit imprimé transmettent les signaux complexes aux hybrides exécutant les sommes exigées. La détection des signaux de sortie est alors accomplie par quatre diodes.

Les deux capteurs sont disposés l'un à côté de l'autre avec une distance de séparation équivalente à une longueur d'onde  $d = \lambda$ , de manière à éviter les couplages mutuels entre capteurs.

Il sera alors possible de procéder à la reconstruction numérique des caractéristiques du champ lointain ( $r > \frac{2D^2}{\lambda}$ ).

Les deux méthodes précédentes possédant le désavantage de mettre en œuvre une source de référence devant être parfaitement connue, pour la première, et le désavantage de devoir déplacer la surface contenant les capteurs et d'aveugler éventuellement la source, en modifiant par là même la structure du champ rayonné pour la seconde méthode.

### **B-3-c-Conclusion :**

En conclusion, les données des intensités sont numériquement traitées pour rechercher la phase inconnue de champ proche et pour obtenir l'information de champ lointain. La méthode d'écrite ci-dessous est extrêmement efficace puisque des mesures faites par les deux sondes sont effectuées simultanément, ainsi le temps de balayage est égale à celles exigés par des techniques conventionnelles de NF/FF.

Un autre dispositif important de la méthode est que la taille de plan de balayage demeure sans changement en ce qui concerne les équipements traditionnels de champ proche, et la nécessité de deux surface de balayages séparées est également surmontée.

Bien que la technique ici présentée soit limitée à une seule fréquence, elle peut être facilement étendue à une gamme de fréquence arbitraire en modifiant simplement la valeur de  $\beta l$  dans les équations (17) et à l'aide des antennes de large bande.

### **B-3-2- L'acquisition des mesures**

Pour réaliser les mesures, le dispositif de base est composé d'une source d'ondes électromagnétiques qui rayonne sur un plan de mesure situé en zone de champ proche de l'antenne source.

La source de champs électromagnétiques peut être une antenne cornet, une parabole, ou bien encore une antenne dipôle électrique, par exemple.

La surface de mesure, quant à elle est constituée d'une surface carrée contenant une matrice de capteurs  $N \times N$  régulièrement espacés, qui nécessite en tout  $N^2$  capteurs. L'entre-axe des capteurs est égal à une longueur d'onde de manière à éviter les effets de couplages entre les mesures.

Chaque capteur est équivalent à une antenne dipôle électrique recueillant la structure du champ transverse. Comme la distance entre les deux brins de l'antenne dipôle équivalente est considérée comme faible, alors la tension mesurée est directement proportionnelle au champ électrique appliqué, on peut alors écrire que :

$$\underline{V} = d \cdot \underline{E} \dots\dots\dots (22)$$

Les capteurs transmettent à un circuit de traitement analogique les mesures qu'ils reçoivent simultanément de deux endroits espacés d'une longueur d'onde correspondant à la distance entre deux capteurs.

Le module de traitement analogique déphase de  $\pi/2$  radians la seconde tension mesurée. Puis, à l'aide de quatre diodes, le module au carré de la première tension et de la seconde tension sont détectés, ainsi que le module au carré de la somme des tensions complexes mesurées, celui de la somme de la première tension et de la seconde déphasée de  $\pi/2$  rad (multiplication par  $j = \sqrt{-1}$ ). En somme le circuit de prétraitement analogique détecte les quatre grandeurs suivantes :  $|\underline{V}_1|^2$ ,  $|\underline{V}_2|^2$ ,  $|\underline{V}_1 + \underline{V}_2|^2$ ,  $|\underline{V}_1 + j \cdot \underline{V}_2|^2$ .

### **B-3 -3- Le traitement des mesures**

Le traitement des mesures est réalisé à l'aide d'un programme sous MatLab effectuant une analyse des quantités mesurées précédemment, en vue de déduire le diagramme de rayonnement de la source.

## C-Reconstruction de phase à partir de mesure d'intensités recueillis à l'aide d'une sonde intégrée

### C-1) Le Calcul des phases du champ

Les quatre quantités issues du module de traitement analogique précédent sont alors utilisées afin de déterminer la phase du champ électrique en champ proche. Ceci constitue la première des opérations réalisées par le programme.

La mesure de la phase du champ se déroule en plusieurs étapes : calcul des différences de phases entre points de mesure, puis ce calcul des phases de la colonne centrale de la matrice de capteurs.

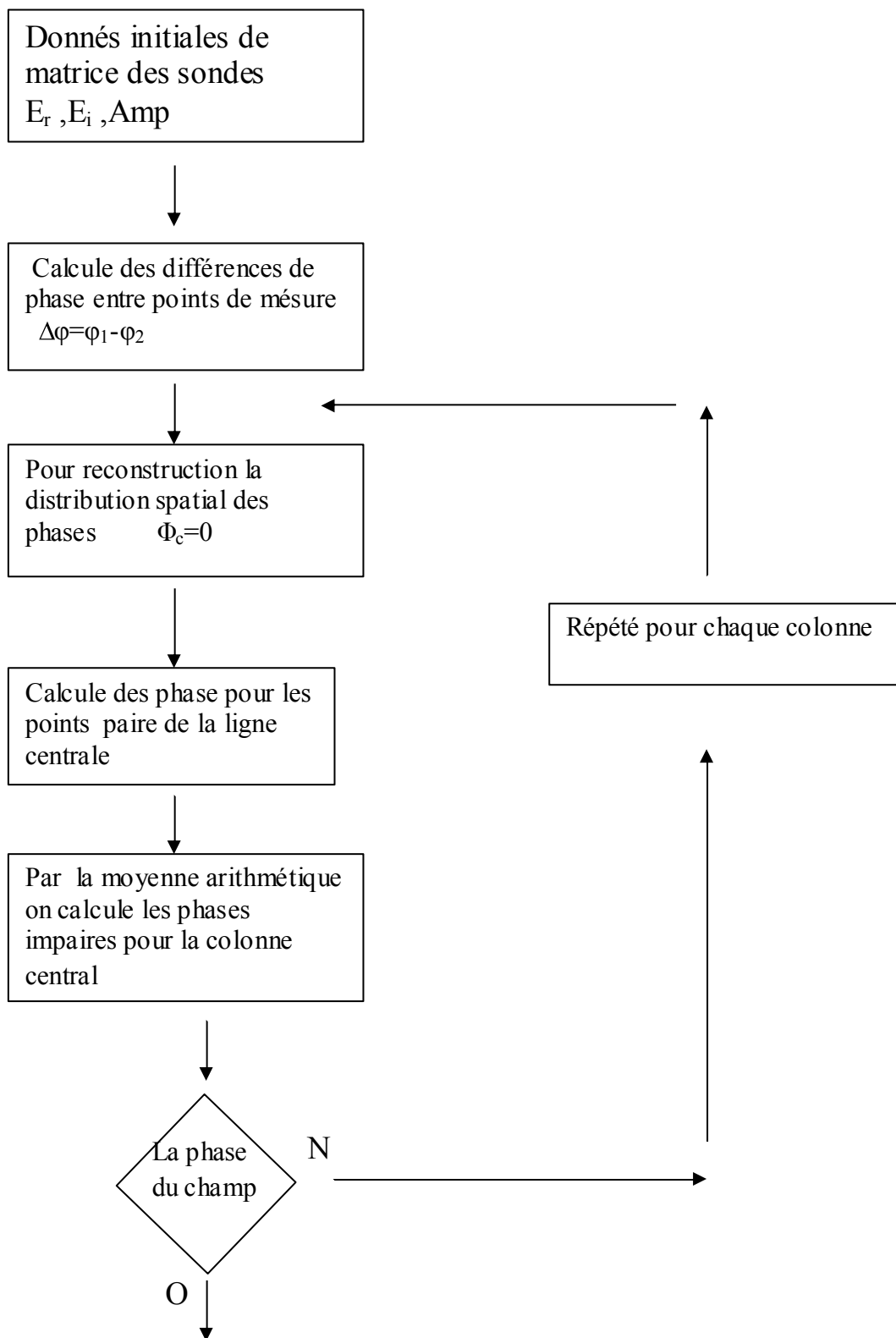
Le calcul des différences de phase entre points de mesure s'effectue de la façon suivante : connaissant les quantités  $|V_1|^2$ ,  $|V_2|^2$ ,  $|V_1 + V_2|^2$ ,  $|V_1 + j.V_2|^2$  pour chaque point de mesure, entre deux capteurs, il est possible d'en déduire la différence de phase correspondante grâce à l'expression suivante :

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \text{Arc tan} \left( \frac{|V_1 + j.V_2|^2 - |V_1|^2 - |V_2|^2}{|V_1 + V_2|^2 - |V_1|^2 - |V_2|^2} \right) \dots\dots\dots (23)$$

Une boucle « for » se charge, pour le reste, de répéter le calcul autant de fois qu'il est nécessaire, jusqu'à obtention de l'ensemble des différences.

Par la suite, à partir de la connaissance des  $\Delta\varphi$  précédemment calculés, il est alors possible de reconstituer la distribution spatiale des phases du champ. Toutefois, il est nécessaire de prendre une référence de phase, par exemple  $\varphi = 0^\circ$  au centre de la matrice de mesure.

- Les phases du champ électrique pour la colonne centrale de la matrice sont calculées selon le schéma de principe suivant :



**Fig. 9** : Calcul des phases par l’algorithme

## C-2) Validation de la méthode de calcul de la phase à partir des intensités mesurées :

Pour la validation du logiciel de reconstruction de phase des mesures d'intensité de champ rayonné par une source test doivent être effectuée.

La première étape (1) est de déterminer les valeurs de la composante  $E_{\theta CP}$  du champ électrique dans la zone de champ proche de l'antenne.

Pour cela, il est nécessaire d'avoir une expression du champ permettant de transformer les valeurs des intensités mesurées et des phases calculées en valeur de champ électrique  $E_{\theta CP}$ .

Pour obtenir cette formulation, nous partons des expressions générales du champ électrique d'une antenne dipôle rayonnant à une distance telle que  $r < \frac{2D^2}{\lambda}$ , que nous projetons dans le plan de mesure, de manière à déterminer le champ tangentiel.

Par la suite, nous donnons les éléments sur le calcul permettant finalement l'obtention de cette expression.

Les composantes du champ tangentiel données à une distance  $r < \frac{2D^2}{\lambda}$  de la source rayonnante s'écrivent :

$$E_r \cdot \cos\theta = 60 \cdot \beta^2 \cdot I.L. \left[ \frac{1}{(\beta r)^2} - \frac{j}{(\beta r)^3} \right] \cdot \cos^2\theta \dots\dots\dots(24)$$

$$E_\theta \cdot \sin\theta = 30 \cdot j \cdot \beta^2 \cdot I.L. \left[ \frac{1}{\beta r} - \frac{j}{(\beta r)^2} - \frac{1}{(\beta r)^3} \right] \cdot \sin^2\theta \dots\dots\dots(25)$$

Nous avons par ailleurs :

$$E = |E_r \cdot \cos\theta + E_\theta \cdot \sin\theta| \dots\dots\dots(26)$$

$$\varphi = \text{Arg}(E_r \cdot \cos\theta + E_\theta \cdot \sin\theta) = \text{Arc tan}\left(\frac{E_\theta \cdot \sin\theta}{E_r \cdot \cos\theta}\right) - \beta \cdot r(\theta) \dots\dots\dots (27)$$

avec :

$$r(\theta) = \frac{R}{\sin\theta}$$

- $\varphi(E)$  : Phase du champ proche calculée à partir des intensités
- $E$  : Intensité du champ proche mesurée grâce aux capteurs

En effet, le vecteur champ électrique exprimé en champ proche pour une antenne dipôle, s'exprime de la façon théorique suivante :

$$\vec{E}_{igCP} = \begin{bmatrix} E_r \cdot \cos\theta \\ E_\theta \cdot \sin\theta \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 60\beta^2 Idz \left[ \frac{1}{(\beta r)^2} - \frac{1}{(\beta r)^3} \right] \cdot \cos^2\theta \cdot e^{-j\beta \cdot r} \\ 30j\beta^2 Idz \left[ \frac{1}{\beta r} - \frac{1}{(\beta r)^2} - \frac{1}{(\beta r)^3} \right] \cdot \sin^2\theta \cdot e^{-j\beta \cdot r} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (28)$$

Le principe utilisé est d'injecter la norme théorique de l'amplitude et de la phase du champ rayonné par une antenne dipôle, calculée à partir des expressions théoriques bien connues du champ en zone de champ proche de l'antenne.

Puis, de l'injecter à l'entrée du code MatLab développé et de comparer le tracé de la phase calculée par le programme, avec la référence tracée issue des expressions théoriques connues pour l'antenne dipôle en champ proche.

- L'amplitude du champ proche  $\vec{E}$  de l'antenne dipôle électrique injecté en entrée du programme :

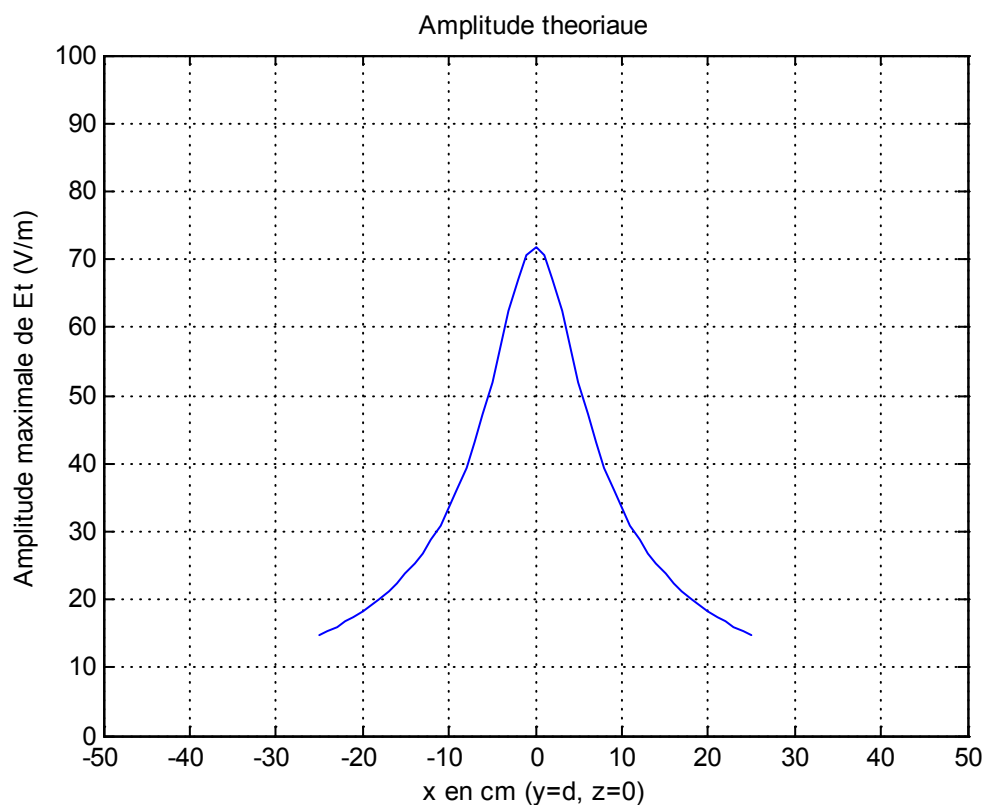


Fig. 10 : L'amplitude théorique du champ proche  $E_T$  d'une antenne dipôle électrique

La figure 10 montre l'amplitude maximale de  $E_t$  calculée par les fonctions théoriques pour un dipôle électrique

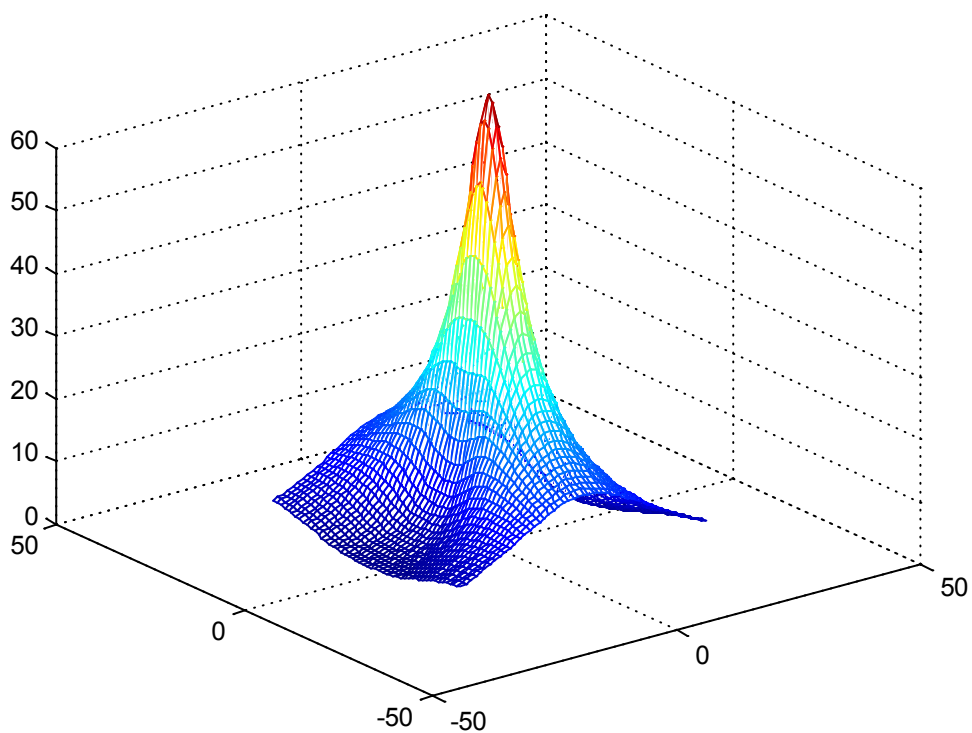


Fig.11 : l'amplitude théorique en 3D

Cette figure 11 représente l'amplitude théorique en trois dimensions

- la phase du champ proche E de l'antenne dipôle électrique injecté en entrée du programme

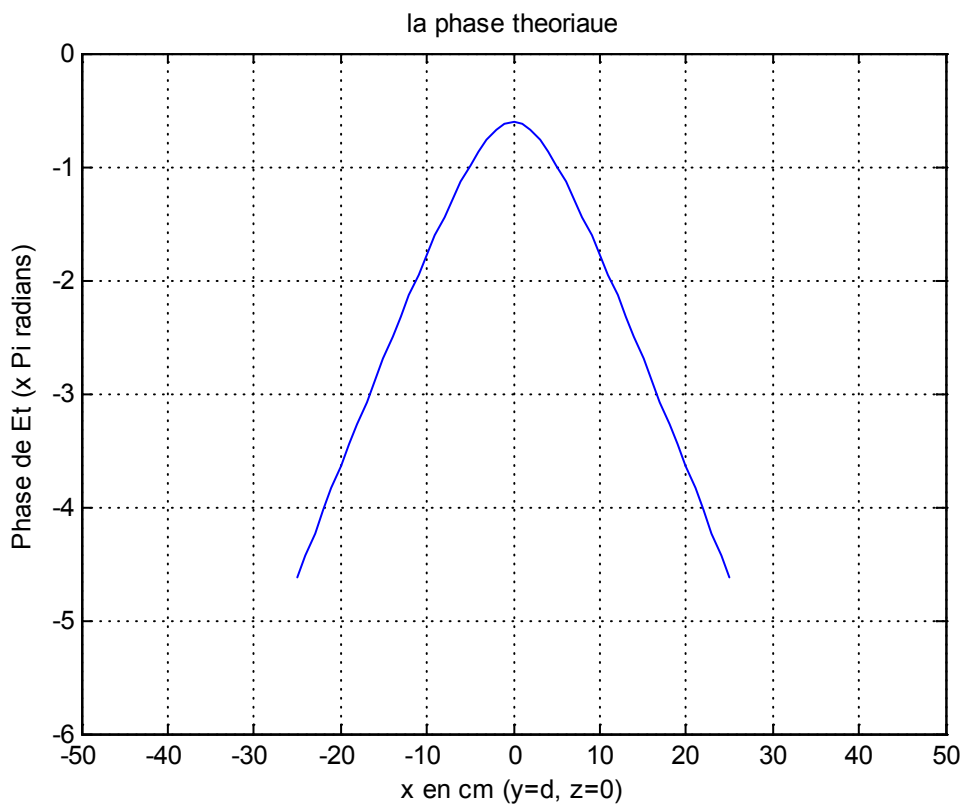


Fig.12 : la phase théorique du champ proche  $E_T$

la figure 12 représente la phase calculée théoriquement qui varie avec X

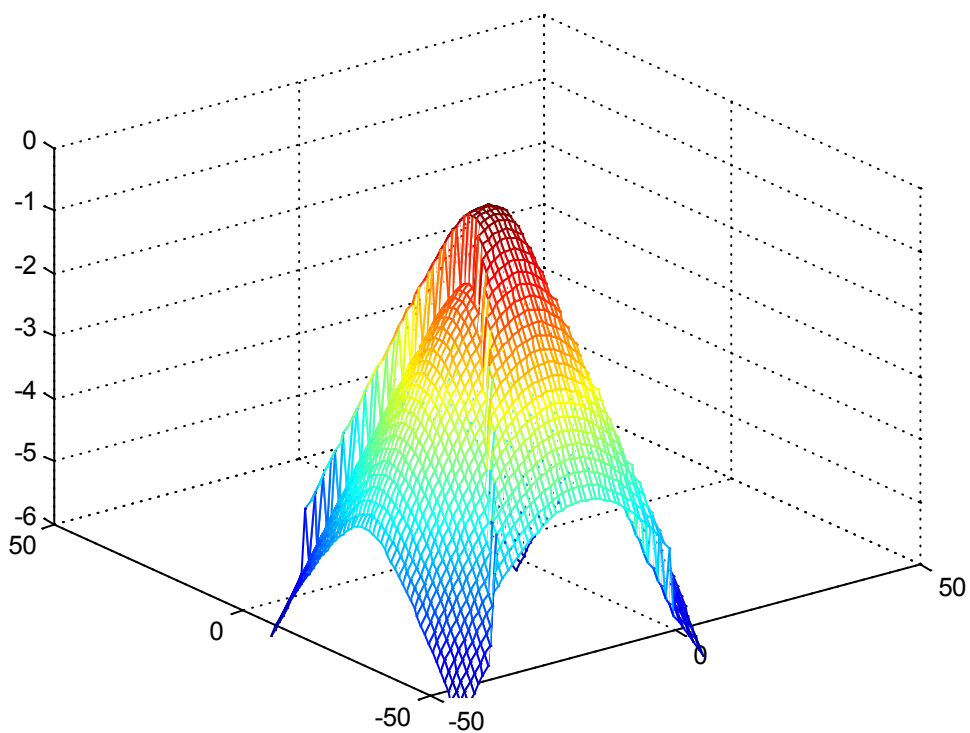


Fig. 13 : la phase théorique du champ proche en 3D

- la phase calculée du champ proche d'une antenne dipôle électrique injecté en entrée du programme :

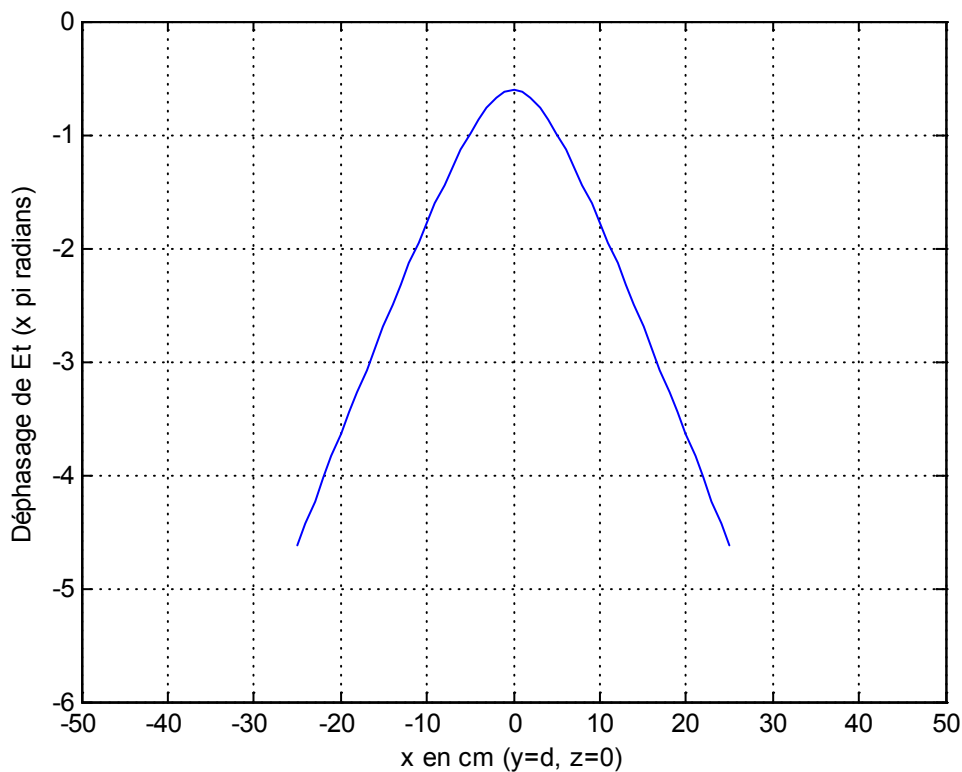
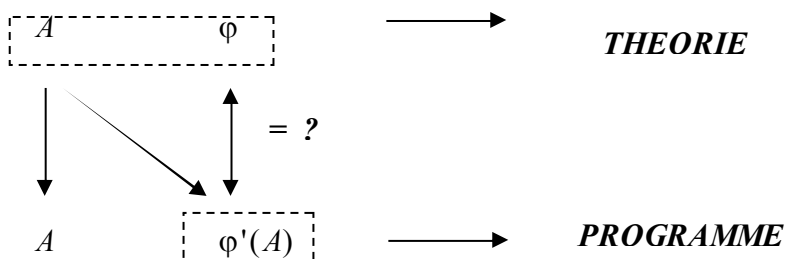


Fig. 14 : la phase du champ proche calculé par le programme

Cette figure représente le déphasage du champ  $E_t$

- Le schéma suivant explique le raisonnement comparatif effectué ici :



- $A$  : Amplitude théorique du champ proche d'une antenne dipôle électrique
- $\varphi$  : Phase théorique du champ proche de l'antenne dipôle
- $\varphi'$  : Phase issue du calcul réalisé par le programme développé (résultat)

On comparera entre les valeurs de la phase théorique (référence) et les valeurs de la phase calculée par le programme donc les valeurs calculées sont quasiment identiques, à une interpolation près, puisque seuls certains points de mesure sont connus dans le plan. La première partie du programme développé est alors validée.

## Chapitre II

### *La Transformation Champ Proche – Champ Lointain*

L'objectif ici est de d'élaborer un module de programmation permettant le calcul du champ lointain rayonné par la source, à partir du diagramme en champ proche. Celui-ci étant déterminé sur la base des mesures des intensités et de la phase de l'antenne dans cette même zone.

- La figure ci-dessous résume les opérations à réaliser par le programme :

$$\begin{array}{c}
 (A_{CP}, \varphi(A_{CP})) \xrightarrow{1} E_{\theta_{CP}}(A_{CP}, \varphi(A_{CP})) \xrightarrow{2} E_{CL} = |E_{\theta_{CL}}(F(r), E_{\theta_{CP}})| \dots\dots (29) \\
 \underbrace{\hspace{15em}} \\
 \Downarrow \\
 \text{Diagramme de Rayonnement}
 \end{array}$$

Maintenant il faut déterminer les valeurs de la composante  $E_{\theta_{CP}}$  du champ électrique dans la zone de champ proche de l'antenne.

Pour cela, il est nécessaire d'avoir une expression du champ permettant de transformer les valeurs des intensités mesurées et des phases calculées en valeur de champ électrique  $E_{\theta_{CP}}$ .

## II-1-Méthode de mesure :

### II-1-1) Méthode de superposition des ondes planes

#### II-1-1-a-INTRODUCTION

les techniques de l'analyse planaires modernes dans la mesure de champ proche d'antennes et des diffuseurs sont basées sur le spectre d'onde plane (PWS) qui peuvent être trouvés dans les premiers travaux de Whittaker et Watson [1]. La technique PWS dans sa forme présente et l'interprétation ont été formulée dernièrement par Stratton [2]. Le rapport simple entre le PWS et le modèle de champ lointain d'une antenne découverts par Booker et Clemmow [3] a ajouté à cette approche un élément d'importance pratique, et a bientôt été employé par Marron [4] pour traiter le problème de mesure de champ rayonné des antennes dans la zone proche.

Pendant le dernier quart de siècle, l'arrivée de la technique Transformation de Fourier rapide (FFT), ainsi que le progrès rapide dans électronique, le traitement du signal, et les ordinateurs, a rendu la mesure de champ proche planaire par balayage de plus en plus rapide, précise, et économique.

Bien que les principes et usages employé actuellement dans la mesure de champ proche planaire est généralement satisfaisante, beaucoup d'entre eux n'ont pas été examinés d'un œil critique. Comme sera démontré dans ce papier, le processus de la mesure peut être simulé précisément et peut être évalué sur un ordinateur. Quand a comparé avec les solutions exactes ou a jugé par les lois physiques connues, la simulation fournit seul la perspicacité exacte inaccessible dans la mesure.

#### II-1-1-b)Les formules de champ proche d'une antenne :

Dans une région libre de l'espace libre dans laquelle les champs proches sont mesurés, les équations de Maxwell en régime harmonique peuvent être écrites de la manière suivante :

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad \dots\dots\dots(30a)$$

$$\nabla^2 H + k^2 H = 0 \quad \dots\dots\dots(30b)$$

$$\nabla \cdot E = \nabla \cdot H = 0 \quad \dots\dots\dots(31)$$

Il peut être montré que les expressions suivantes constituent une solution aux équations précitées pour  $Z \geq 0$  et satisfont aux conditions des limites prescrites sur le plan  $Z= 0$ .

$$E(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} A(k_x, k_y) e^{-jkr} .dk_x .dk_y \dots\dots\dots(32a)$$

$$H(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} kA(k_x, k_y) e^{-jkr} .dk_x .dk_y \dots\dots\dots(32b)$$

$$k_x A_x(k_x, k_y) + k_y A_y(k_x, k_y) + k_z A_z(k_x, k_y) = 0 \dots\dots(33)$$

Ou  $k_x$  et  $k_y$  sont des variables réelles.

$k$  le vecteur d'onde

$$\vec{k} = k_x \vec{x} + k_y \vec{y} + k_z \vec{z} \dots\dots\dots(34)$$


$$k^2 = \vec{k} \cdot \vec{k} \dots\dots\dots(35)$$

$$\vec{r} = x\vec{x} + y\vec{y} + z\vec{z} \dots\dots\dots(36)$$

$$A(k_x, k_y) = A_x(k_x, k_y) + A_y(k_x, k_y) + A_z(k_x, k_y) = 0 \dots\dots(37)$$

Dans (32) et (33),  $A$  est appelé le spectre de l'onde plane a cause de son expression

$$A(k_x, k_y) e^{-jk.r} \dots\dots\dots(38)$$

Dans les fonctions a intégrer représentent une onde plane uniforme se propageant dans la direction 

Dans les mesures de champ proche, l'antenne est placée dans la région  $Z \leq 0$ , comme montre dans la Fig.15. L'analyse par balayage planaire est menée sur un plan, indique par  $Z = Z_1$  près de l'antenne. Dans cette simulation, une sonde idéale n'exigeant aucune rectification de sonde est assumée de sorte que nous puissions examiner la théorie et les pratiques de la mesure du champ proche d'une façon simple et directe.

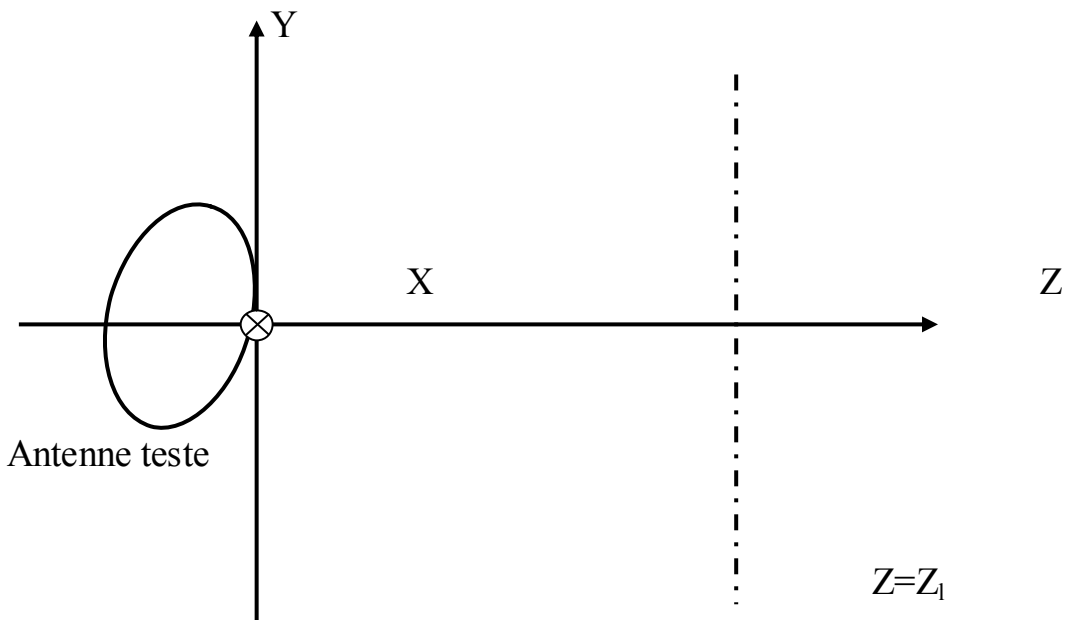


Fig.15.La géométrie de la mesure du champ proche

L'état de rayonnement exige que pour  $Z \geq 0$

$$k_z = \begin{cases} (k^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2} & \text{si } k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ -j(k_x^2 + k_y^2 - k^2)^{1/2} & \text{sinon} \end{cases} \dots(39)$$

(Pour  $Z < 0$ ,  $-j$  en (10) devrait être change en  $+j$ )

$k_z$  imaginaire correspond a un évanescent PWS qui est rapidement atténue du plan  $Z=0$ .

A partir de l'équation en  $Z=Z_1$  les composantes suivant  $x, y, z$  de  $\mathbf{E}$  peuvent s'exprimer de la manière suivante :

$$E_x(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_x(k_x, k_y) e^{-jk_z z} e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \dots\dots\dots(40a)$$

$$E_Y(x, y, z_L) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_y(k_x, k_y) e^{-jk_z z_L} e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \dots\dots\dots(40b)$$

$$E_Z(x, y, z_L) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_z(k_x, k_y) e^{-jk_z z_L} e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \dots\dots\dots(40c)$$

Nous devons focaliser seulement notre attention sur (40a) et (40b) parce que  $E_Z$  ou  $A_Z$  peut plus facilement être déterminé a partir (31) et (33). Quand  $Z=0$ , (40a) et (40b) deviennent :

$$E_x(x, y, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_x(k_x, k_y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \dots\dots\dots(41a)$$

$$E_Y(x, y, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_Y(k_x, k_y) e^{-j(k_x X + k_y Y)} dk_x dk_y \dots\dots\dots(41b)$$

De (40), suivant la transformation de Fourier peut être dérivé :

$$A_x(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(k_x, k_y, 0) e^{j(k_x X + k_y Y)} dk_x dk_y \dots\dots\dots(42a)$$

$$A_Y(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_Y(k_x, k_y, 0) e^{j(k_x X + k_y Y)} dk_x dk_y \dots\dots\dots(42b)$$

On peut voir dans les paires de transformation de Fourier (41) et (42) que les composants de X et Y sont découplées. En outre, un rapport simple et utile existe entre le modèle de champ lointain et le PWS d'une antenne. Dans la zone lointain d'une antenne :

$$E(x, y, z) = \frac{j e^{-jkr}}{r} k_z A(k_x, k_y) \dots\dots\dots(43)$$

La reconstruction de la phase du champ en zone proche est nécessaire afin de connaître le rayonnement en zone lointaine.

### 1-Problème de champ proche

Le champ dans le domaine spectral résulte d'une superposition d'ondes planes se propageant dans la direction  $k$  : , appelées Plane Wave Spectrum (PWS)

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \vec{A}(k_x, k_y) e^{-j\vec{k}\vec{r}} dk_x dk_y \quad \Rightarrow \quad \mathbf{FT} \dots\dots(44)$$

$$k_x A_x(k_x, k_y) + k_y A_y(k_x, k_y) + k_z A_z(k_x, k_y) = 0$$

$$A_x(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} E_x(x', y', 0) e^{j(k_x x' + k_y y')} dx' dy' \quad \Rightarrow \quad \mathbf{FT-1} \dots\dots(45)$$

$$A_y(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} E_y(x', y', 0) e^{j(k_x x' + k_y y')} dx' dy'$$

Résultat important :

$$\vec{E}(x, y, z) = FT \left\{ e^{-j k_z z} TF^{-1}(\vec{E}(0)) \right\} \dots\dots\dots(46)$$

$E(0)$  le champ sur le plan a  $z=0$

### 2-Transformation champ proche – champ lointain

Représentation de Kirchhoff  $\vec{E} = FT \{ e^{-jk_z z} \} * FT \{ FT^{-1}(\vec{E}(0)) \} \dots\dots(47)$

Le théorème de la convolution :  $\vec{E} = \vec{E}(0) * FT \{ e^{-jk_z z} \} \dots\dots\dots(48)$

$$\vec{E}(x, y, z) = -\frac{1}{2\pi} \int \vec{E}(x', y', 0) \partial_z \left( \frac{e^{-jkr}}{r} \right) dx' dy' \dots\dots\dots(49)$$

qui donne au 1<sup>ier</sup> ordre en zone lointaine :

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{j k_z e^{-ikR}}{2\pi R} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \vec{E}(x', y', 0) e^{j(k_x x' + k_y y')} dx' dy' \dots\dots\dots(50)$$

Aussi une simple relation existe entre le champ en zone lointaine et la source **PWS** de l'antenne :

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{j e^{-jkR}}{R} k_z \vec{A}(k_x, k_y) \quad \dots\dots\dots(51)$$

ou'  $r$  est la coordonnée de distance dans un système de coordonnée sphériques . Dans (51)  $k_z$  est toujours real parce que qu'un  $k$  imaginaire, correspond à un PWS évanescent qui ne propage pas en zone lointain. Par conséquent, pour (51) nous avons

$$k_x = k \sin\theta \cos\psi \quad \dots\dots\dots(52a)$$

$$k_y = k \sin\theta \sin\psi \quad \dots\dots\dots(52b)$$

$$k_z = k \cos\theta \quad \dots\dots\dots(52c)$$

**II-1-1-c) Le balayage planaire d'une antenne en champ proche :**

Lors de mesures de champ en zone proche l'analyse par balayage planaire est plus fréquemment utilisée qu'analyse par balayage cylindrique et sphérique parce que la plupart des antennes directives ont, sur ou près de l'antenne, une distribution ou un éclairnement de l'ouverture d'étendue finie légèrement plus grand que la zone projetée de l'antenne. Nous choisirons un système de coordonnée rectangulaire afin que l'ouverture de l'antenne se trouve dans le plan S à  $Z = 0$ , comme indiqué dans la Fig. 16. Généralement, une surface de l'analyse par balayage rectangulaire S est sélectionnée en  $Z = Z_1$ .

Une caractéristique agréable d'analyse par balayage planaire est que le champ n'a aucun x composant à tout point dans la région  $Z > 0$ , s'il n'a aucun x composant à tout le plan  $Z = Z_1$ . Une instruction parallèle peut être fait pour le y composant du champ. Que les x et y composants sont découplés dans la représentation PWS offre un avantage significatif dans

L'analyse par balayage planaire. Le composant du Z est généralement petit et peut être facilement déterminée à partir de (31) et (33).

La première étape dans la mesure de champ proche est de prélever des échantillons des champs électrique sur le plan S. l'étape suivante est de calculer la fonction PWS d'après [11]-[13]. Les champs proches et lointains sont calculés de (40) et (43), respectivement.

Cependant seulement un nombre fini de données peut être analysé et traiter, la Transformation de Fourier continue infinie (CFT) dans (40) - (42) doit être approchée par Transformation de Fourier finie discrète appelée (DFT).

le problème de champ proche d'un antenne en coordonnées rectangulaire est particulièrement bien adapté à la technique de DFT parce que les champ proches et la PWS sont tout deux d'étendue finie, ils sont "d'espace limité" et " de bande limitée ", respectivement.

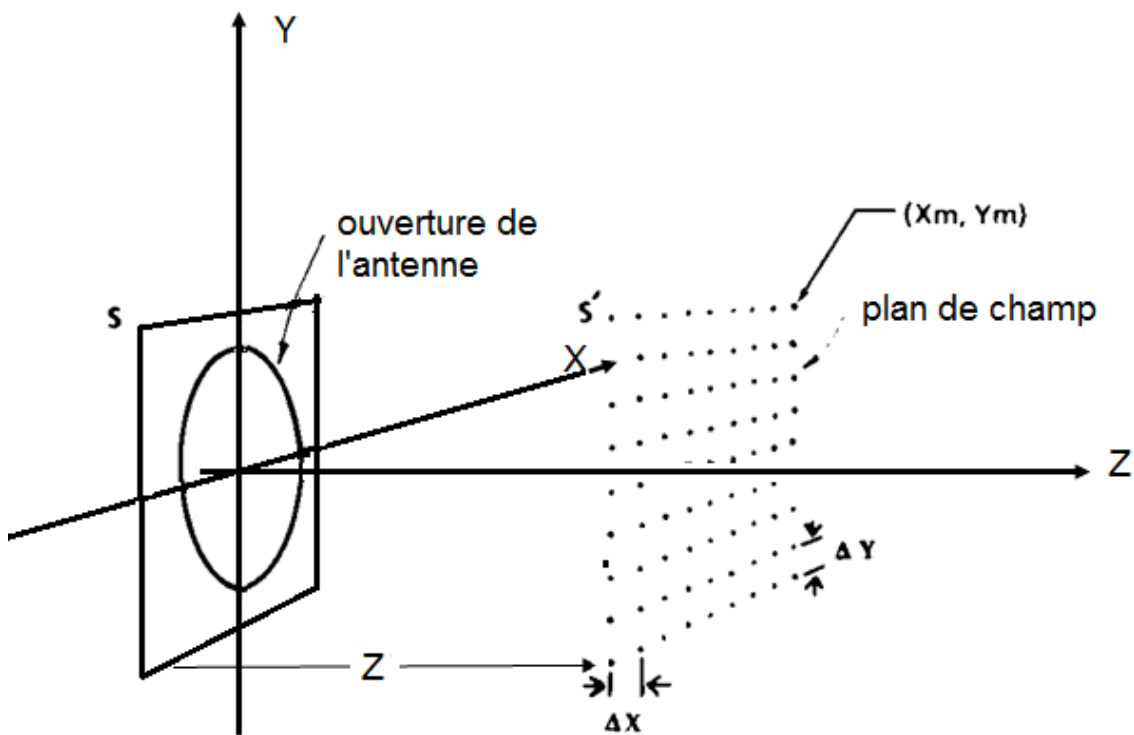


Fig.16. Plan de l'ouverture de l'antenne à  $z = 0$  et analyse par balayage rectangulaire sur le plan S' à  $Z = Z_1$  avec les points de l'échantillon indiqué.

## II-1-2-méthode des sources équivalent de courant :

### II-1-2-a) INTRODUCTION

les mesures de champ proche d'une antenne planaire sont devenues largement utilisés dans les antennes essais, car ils permettent l'évaluation précise du diagramme de rayonnement d'une antenne dans un environnement contrôlé. L'inconvénient fondamental de la technique modale expansion est que quand une transformation du Fourier est utilisée pour calculer les champs lointains, les champs à l'extérieur de la région d'analyse sont considérés nuls. En conséquence, les champs sont bien déterminés avec précision que sur un secteur angulaire qui dépend de la configuration et la mesure des caractéristiques de l'antenne [8], [9]. L'approche de source équivalente de courant qui représente une méthode alternative de calculer des champs lointains a partir de champs proches mesurés a été explorée récemment [10],[11]. L'idée de base dans l'approche de la technique de source équivalent de courant est de remplacer la rayonnant d'antenne par des sources équivalent magnétique et / ou électriques de courant qui résident sur une surface fictive comprenant l'antenne. Dans certaines conditions, ces courants équivalents produisent les champs lointains corrects dans toutes les régions devant l'antenne.

Pour l'approche par sources équivalent de courants magnétiques où seuls les courants magnétiques sont utilisés comme des sources équivalentes, l'équation intégrale EFIE (a Electric Field Intégral Equation) obtenue se fait à l'aide d'un découplage à l'égard des axes de coordonnées planaires pour la résolution numérique [12]. Cela signifie que deux équations intégrales découplés peuvent être formulées .elles contiennent une seule composante du champ proche mesurée et de courants équivalents, et peuvent être résolues séparément [14].

La sonde relevant les intensités de champs à proximité de l'antenne a toujours été considérée comme une antenne unique, et l'interaction mutuelle, y compris de multiples réflexions entre le réseau d'antenne et l'antenne test ont été prises en considération. Dans cette méthode, nous remplaçons l'antenne unique par un réseau de dipôles séparés les uns des autres d'environ une demi-longueur d'onde. L'utilisation d'un réseau de sondes est très avantageuse car elle élimine la lourdeur du mouvement mécanique de l'antenne de la sonde sur une grande surface plane. Deuxièmement, l'utilisation de ce réseau élimine aussi la nécessité de connaître avec précision l'emplacement physique des sondes lorsqu'elles se déplacent à travers l'antenne test. Ces considérations deviennent plus importantes pour les fréquences des ondes millimétriques.

Dans cette nouvelle méthode, le réseau de dipôle est planaires. Les dipôles sont chargés par une impédance de  $50\Omega$ . Un analyseur de réseau peut être utilisé pour mesurer la tension aux bornes des impédances  $50\Omega$ .

la méthode des moments (de Galerkin) est utilisée pour résoudre numériquement les équations intégrales **EFIE**

**II-1-2-b) Le principe :**

Soit à évaluer le rayonnement d'une antenne de forme arbitraire qui rayonne en espace libre. Un réseau de sondes planaire se composant de dipôles élémentaires est situé en face l'antenne test comme montre la figure.17.

Nous appliquons le principe d'équivalence à un plan infini en face de l'antenne test, de sorte que pour  $z > 0$ , cette source équivalente fournisse les champs corrects. Le réseau de sondes planaires est considéré comme parallèle à ce plan fictif placé devant l'antenne test sur laquelle quelques courants équivalents ont été appliqués pour prévoir le champ dans la région  $z > 0$ . la distance entre plan placé devant l'antenne test et la rangée de sondes est  $d$ .

Le réseau constitué de dipôles dirigés selon X (typiquement des dipôles  $\lambda/2$ ), et réparti uniformément de long des deux directions x et y. L'espacement entre les sondes est considérée comme  $\Delta x$  et  $\Delta y$  dans les directions x et y respectivement. Les dipôles sont terminés par l'impédance  $Z_L$  (typiquement  $50 \Omega$ ) afin de correspondre à l'impédance d'entrée de l'exigence des appareils de mesure. Invoquant le principe d'équivalence de surface par un courant magnétique équivalent  $\vec{M}$  sur le plan en face de l'antenne test, on peut prédire la valeur exacte du champ électrique pour  $z > 0$ . Utilisant la théorie de l'image, on peut évaluer le champ électrique rayonné comme [9],[10]

$$\begin{aligned}
 & \vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + \int_{\Sigma} \vec{g}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{M}(\vec{r}') \, d\vec{r}' \quad \dots \dots \dots (53) \\
 & \vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_0(\vec{r}) + \int_{\Sigma} \vec{g}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{M}(\vec{r}') \, d\vec{r}' \quad \dots \dots \dots (54)
 \end{aligned}$$

où  $g(\vec{r}, \vec{r}')$  est la fonction de Green dans l'espace libre.  $k$  est le nombre d'ondes, Et  $M_x$  et  $M_y$  sont les amplitudes des courants magnétiques résidant sur la surface équivalente dans la direction de X et Y respectivement. La limite des intégrales de  $-\infty$  au  $+\infty$  peut être réduite à  $-w_x / 2$  à  $w_x / 2$  et  $-w_y / 2$  à  $w_y / 2$ .

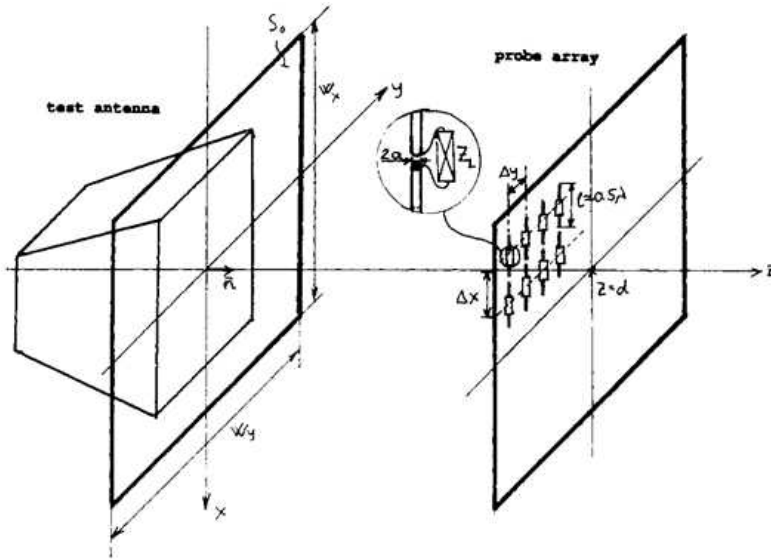


Fig.17 évaluation du champ lointain à partir de mesures effectués par du réseau de sondes

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{1}{r_i^3} (\vec{r}_i \times \vec{M}_i) + \frac{1}{r_i^2} \vec{J}_{pr,i} \right] \dots (55)$$

et:

$$\vec{r} = x\vec{x} + y\vec{y} + z\vec{z} \dots (56)$$

$$r = x\vec{x} + y\vec{y} + dz\vec{z}$$

Comme l'antenne test est de taille finie, la troncature à l'erreur ne serait pas grande si les limites de l'intégration sont réduites du plan rectangulaire infini à un plan de taille  $w_x \times w_y$ . Le champ électrique total en face de l'antenne d'essai est produite par les sources équivalentes de courant magnétique  $M$  et par les courants électriques induits  $J_{pr}$  sur les sondes de façon

$$\vec{E} = \vec{E}_M + \vec{E}_{J_{pr}} \dots (57)$$

En écrivant que la composante tangentielle du champ électrique total est nulle sur les sondes donne :

$$\vec{E}_M + \vec{E}_{J_{pr}} = 0 \dots (58)$$

Dans (57), Les inconnus sont les distributions de courant  $M$  et  $J_{pr}$ . Le champ proche est déterminé en mesurant les tensions complexes aux bornes des charges, la répartition de courant  $J_{pr}$  est connu. car pour chaque dimension  $d$  d'antenne résonant une fonction de base a été appliquée pour le calcul. Par conséquent, (6) devient

$$\int_{\Omega} \mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_n = - \int_{\Omega} \mathbf{J}_{pr} \cdot \mathbf{e}_n \dots \dots \dots (59)$$

où  $V_{meas}$  sont les valeurs connues de la tension mesurée.

Pour obtenir les champs lointains, nous avons besoin de trouver l'équivalent source magnétique  $M'$  sur le "antenne test" lorsque les sondes ne sont pas présentes. Si nous supposons que la même excitation sur l'antenne d'essai est présent avec et sans les sondes, puis

$$\int_{\Omega} \mathbf{M}' \cdot \mathbf{e}_n = - \int_{\Omega} \mathbf{J}_{pr} \cdot \mathbf{e}_n \dots \dots \dots (60)$$

Où  $H_{tan}^i$  sont les champs magnétiques connus dans le gap de l'antenne d'essai produites par les générateurs de tension magnétique  $V_{mag}$ .

Toutefois, lorsque les sondes sont présents, (60) devient

$$\int_{\Omega} \mathbf{M}' \cdot \mathbf{e}_n + \int_{\Omega} \mathbf{H}(J_{pr}) \cdot \mathbf{e}_n = - \int_{\Omega} \mathbf{J}_{pr} \cdot \mathbf{e}_n \dots \dots \dots (61)$$

où  $H(J_{pr})$  est le champ magnétique produit par les courants électriques sur les sondes. La combinaison de (60) à (61), l'équation suivante est obtenue pour la présent distribution inconnue de courant magnétique  $M'$  en cours de distribution :

$$\int_{\Omega} \mathbf{M}' \cdot \mathbf{e}_n = \int_{\Omega} \mathbf{H}(J_{pr}) \cdot \mathbf{e}_n - \int_{\Omega} \mathbf{J}_{pr} \cdot \mathbf{e}_n \dots \dots \dots (62)$$

où  $M$  est la distribution de courant magnétique lorsque les sondes sont présentes et  $J_{pr}$  est la distribution connue de courant électrique sur les sondes. Ainsi, les deux équations intégrales découplées intégrante à résoudre sont (59) et (62).

**II-1-2-c) Conclusion :**

Dans cette approche, il n'est pas nécessaire de déplacer le sonde mécaniquement, Il n'existe non plus aucune nécessité de mesurer avec précision la position de la source. Cette méthode pourrait être très utile.

En particulier pour les ondes millimétriques où il est difficile de déplacer une sonde mécaniquement avec précision. Le principe de sources l'équivalentes du courant de surface ou la méthode des moments est utilisée pour résoudre les équations intégrales ou l'inconnue est la distribution équivalente de courant magnétique sur une surface plane situé en face de l'antenne test. Cette procédure prend en compte aussi bien l'interaction mutuelle entre les dipôles dans le plan des sondes planes, que l'interaction entre l'antenne test et la sonde.

## II-2- Validation de la méthode champ proche –champ lointain :

Pour le calcul du champ lointain nous avons utilisé la méthode modale d'expansion PWS. Un programme matlab a été élaboré, il permet de calculer par TF les fonctions d'ondes planes  $A(x,y)$  à partir de valeur du champ connue sur une surface ,pour le au champ lointain nous utilisons l'expression  $\frac{e^{-jk_0 z}}{z}$

Le programme a été validé en utilisant les expressions théoriques du rayonnement d'un antenne  $\lambda/2$  .

Les figures 20,21,et 22 montrent le bon accord des résultats de simulation obtenus avec la technique de l'expansion modale et les résultats théoriques .

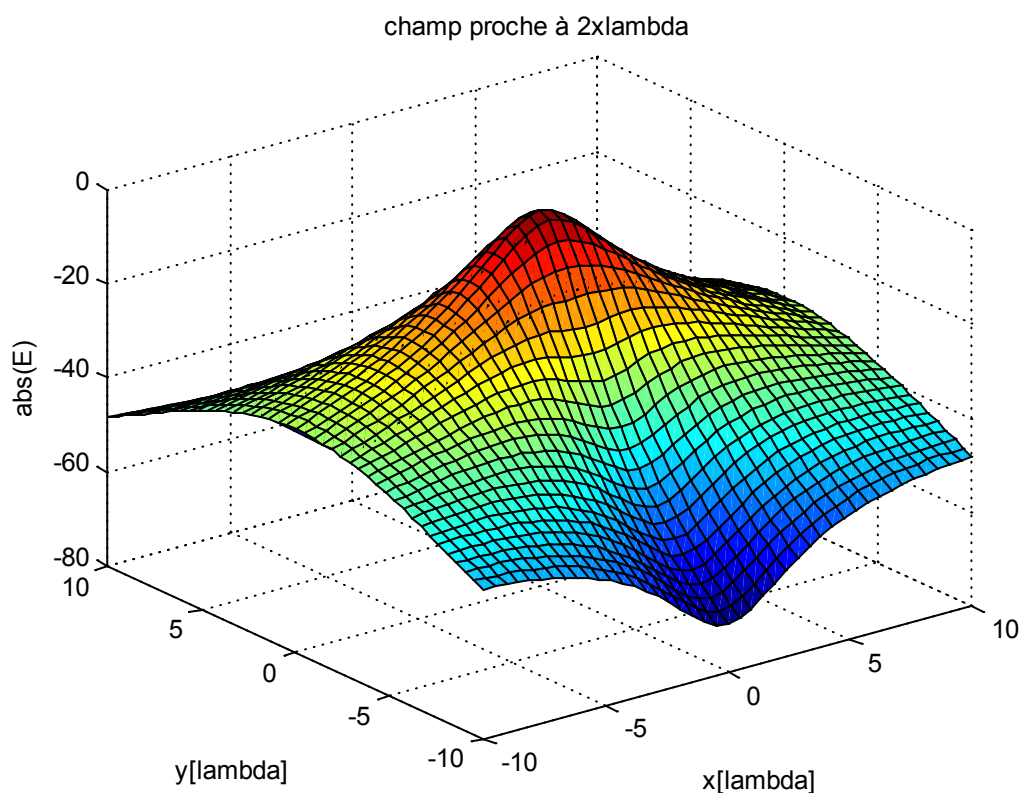


Fig.18 :le champ proche en 3D

La figure(18) montre la répartition du champ proche en trois dimensions

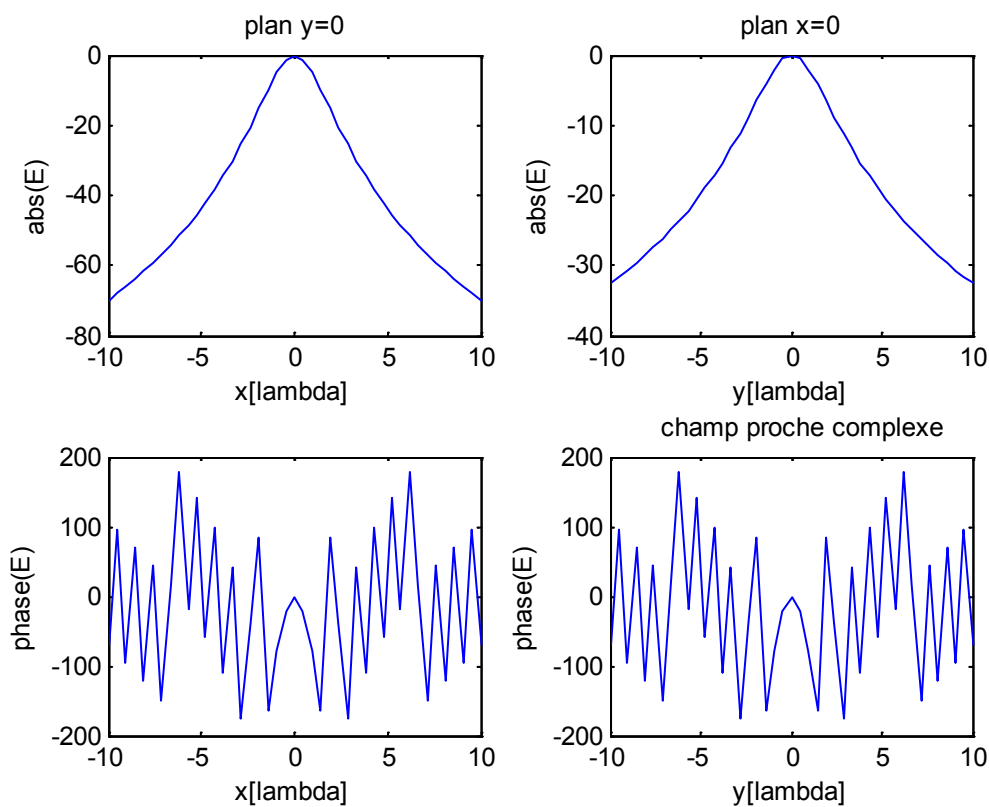


Fig.19 champ proche complexe

La figure (19) montre les valeurs de champ proche complexe, et les phases du champ proche sur les plan X,Y

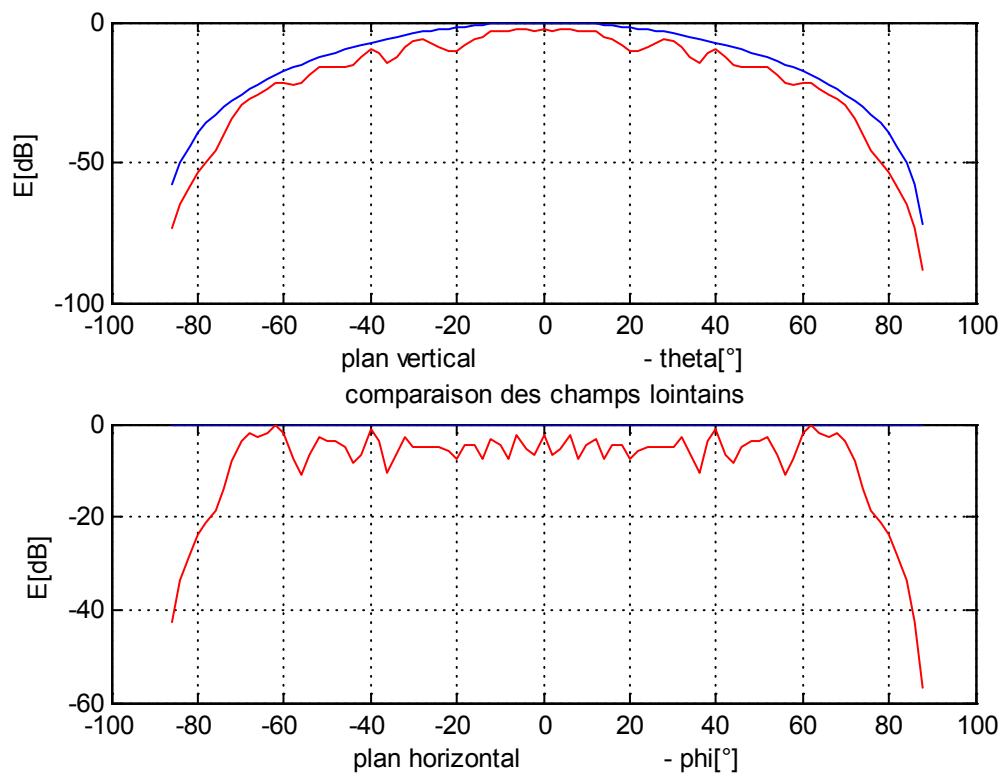


Fig.20 : comparaison des champs lointains

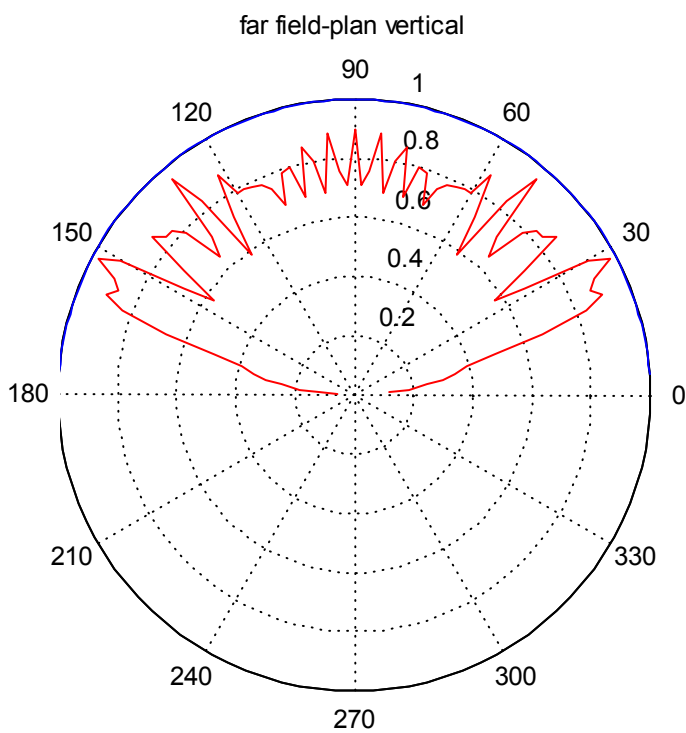


Fig.21 : Comparaison des champs lointain-plan vertical

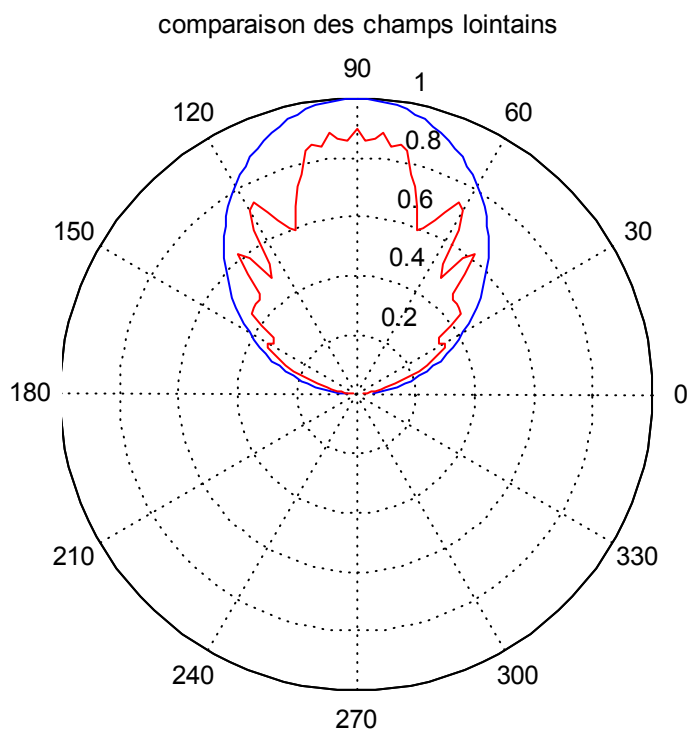


Fig.22 : Comparaison des champs lointains

Les figures (20, 21,22) montrent la comparaison de champ lointain théorique et le champ obtenu avec le programme dans le plan vertical et horizontal

## Chapitre III : CAPTEURS

Les principaux capteurs utilisés pour sonder la surface de mesure sont généralement des antennes dipôles  $\lambda/2$  ou bien des antennes plaquées (patches)

### III-1-antenne Dipôle

III-1-a-Dipôle électrique élémentaire d'Hertz:

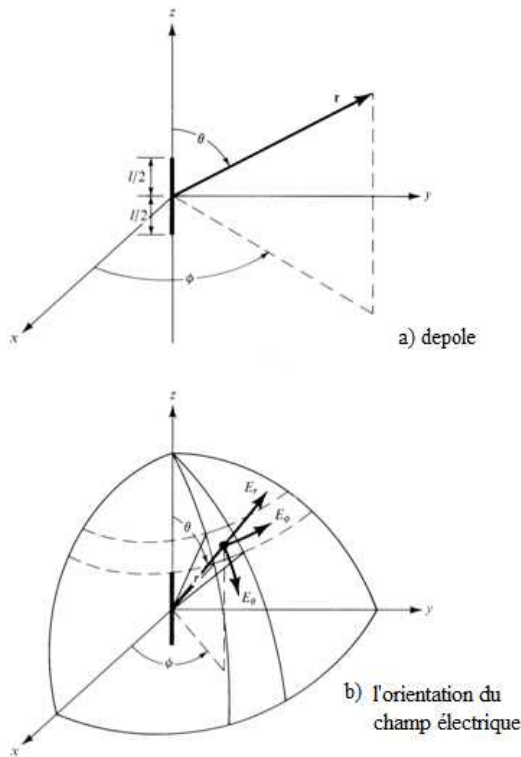
Le dipôle et le doublet sont deux sources élémentaires qui jouent Un rôle considérable dans l'étude et la réalisation des antennes dont les éléments rayonnants sont linéaires. Le doublet est une abstraction très utile pour les calculs du rayonnement de ces antennes principalement en ondes kilométriques, hectométriques et décamétriques.

un doublet électrique est un fil rectiligne dont la longueur  $l \ll \lambda_0$  ( $\lambda_0$  longueur d'onde dans l'espace libre ) est très inférieure a la longueur d'onde et qui est parcouru par un courant constant.

Il s'agit d'une antenne élémentaire parfois prise comme source référence mais le plus souvent utilisée pour calculer le champ rayonne par des antennes filaires , considérées alors comme une succession d'éléments dont chacun constitue un doublet.

Considérons un tel élément d'antenne, orienté selon l'axe Oz et centré à l'origine des coordonnées (Fig.23). Dans ces conditions, la densité de courant électrique est de la forme

$$\vec{J}_e(x', y', z') = \begin{cases} I_0 \hat{z} & \text{pour } x' = y' = z' = 0 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad I_0 \text{ (en Ampère) est une constante..... (63)}$$



**Fig.23.**orientation du champ électrique

Les formules générales donnant les composantes du champ électromagnétique rayonné par un doublet sont

$$E_R = j60\beta^2 I\ell \cos\theta \left[ -\frac{j}{(\beta R)^2} - \frac{1}{(\beta R)^3} \right] e^{-j\beta r} \dots\dots\dots (64)$$

$$E_\theta = j30\beta^2 I\ell \sin\theta \left[ \frac{1}{\beta R} - \frac{j}{(\beta R)^2} - \frac{1}{(\beta R)^3} \right] e^{-j\beta r} \dots\dots\dots (65)$$

$$E_\phi = 0 \dots\dots\dots (66)$$

$$H_R = H_\theta = 0 \qquad \qquad \qquad \beta = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$H_\phi = j \frac{\beta^2}{4\pi} I\ell \sin\theta \left[ \frac{1}{\beta R} - \frac{j}{(\beta R)^2} \right] e^{-j\beta r} \dots\dots\dots(67)$$

Ces composantes sont valables en n'importe quel point d'observation sauf à l'origine O ( $r = 0$ ). Le champ électrique est dans un plan méridien (vertical) et le champ magnétique dans un plan horizontal. Les deux champs sont ainsi orthogonaux ( $\vec{E} \cdot \vec{H} = 0$ ). La polarisation de l'onde rayonnée est elliptique.

**Expression du champ E et H en champ lointain :**

Lorsque l'éloignement augmente, le terme  $(\beta r)$  devient très supérieur à 1. La composante  $E_r$  du champ électrique (eq.1) en  $(1/r^2)$  devient négligeable et les composantes du champ électromagnétique, données par les équations précédent deviennent :

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_r \\ E_\theta \\ E_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 30j \frac{\beta I}{r} \cdot \ell \sin \theta \cdot e^{-j\beta r} \\ 0 \end{bmatrix} \dots\dots\dots(68)$$

$$\vec{H} = \begin{bmatrix} H_r \\ H_\theta \\ H_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ j \frac{\beta I}{4\pi} \cdot \ell \cdot \sin \theta \cdot e^{-j\beta r} \end{bmatrix} \dots\dots\dots(69)$$

Il faut remarquer que ce type de dipôle ne peut être fabriqué pratiquement. Il faut bien que le courant vienne de quelque part et qu'il sorte quelque part. En réalité, ce petit morceau de conducteur et le courant qui y circule, sera simplement un des petits morceaux dans lesquels on divisera une antenne macroscopique, pour pouvoir la calculer. L'intérêt est que l'on peut calculer facilement le champ électrique lointain de l'onde électromagnétique émise par ce petit bout de conducteur. Nous donnons directement le résultat :

$$E_\theta = \frac{-jI_0 \sin \theta \delta \ell}{2\epsilon_0 cr} \frac{1}{\lambda} e^{j(\omega t - kr)} \Big| \dots\dots\dots(70)$$

Condition d'application de la formule :  $r$  beaucoup plus grand que la longueur d'onde, elle-même plus grande que  $\delta \ell$ .

Si  $P$  est la puissance de l'antenne dipôle, le champ électrique  $E$  rayonné en un point situé à une distance  $r$  de cette antenne, perpendiculairement à l'antenne (sens du vecteur de Poynting), est donné par la relation :

$$E = \frac{\sqrt{90P}}{r} \dots\dots\dots(71)$$

E en V/m; P en WATE; r en m.

Ainsi, une source de 10 W produira un champ E de 1 mV/m à une distance de 30 km, ce qui, en radioélectricité, n'est pas un champ négligeable.

(Voir bibliographie : Electricité par G. Goudet; applications des équations de Maxwell; éditions Masson 1967).

Ici:

- $\epsilon_0$  est la permittivité du vide.
- $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.
- $r$  est la distance entre le dipôle et le point où le champ  $E_\theta$  est évalué.
- $k$  est le nombre d'onde  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

L'exposant de  $e^{jkr}$  rend compte de la variation de phase du champ électrique de l'onde avec le temps et avec la distance au dipôle.

Le champ électrique lointain  $E_\theta$  de l'onde électromagnétique est coplanaire avec le conducteur et perpendiculaire à la ligne qui relie le point où il est évalué au conducteur. Si nous imaginons le dipôle au centre d'une sphère et parallèle à l'axe nord-sud, le champ électrique de l'onde électromagnétique rayonnée sera parallèle aux méridiens et le champ magnétique de l'onde aura la même direction que les parallèles géographiques.

### III-1-b-Dipôle court

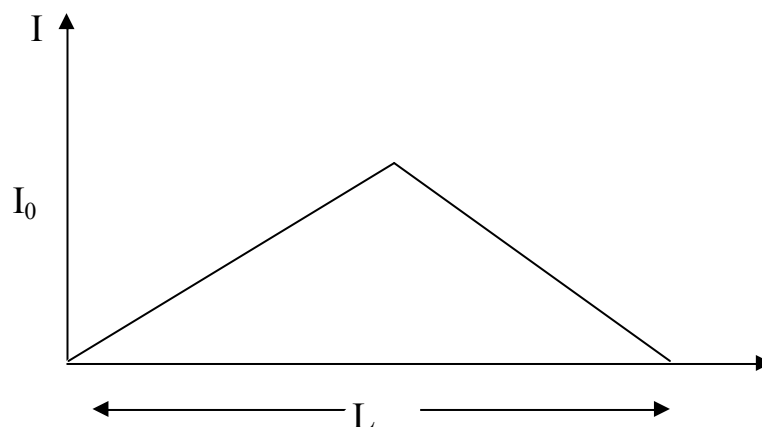


Fig.24 :dipole court

Un dipôle court est un dipôle réalisable pratiquement formé par deux conducteurs de longueur totale  $L$  très petite comparée à la longueur d'onde  $\lambda$ . Les deux conducteurs sont alimentés au centre du dipôle (voir dessin). On prend comme hypothèse que le courant est maximum au milieu du dipôle (là où il est alimenté) et qu'il décroît linéairement jusqu'à zéro aux extrémités du dipôle.

Le courant circule dans le même sens dans les deux bras du dipôle: vers la droite sur les deux ou vers la gauche sur les deux. Le champ lointain  $E_\theta$  de l'onde électromagnétique rayonnée par ce dipôle est :

$$E_\theta = \frac{-j I_0 \sin \theta L}{4\epsilon_0 cr\lambda} e^{j(\omega t - kr)} \dots\dots\dots(72)$$

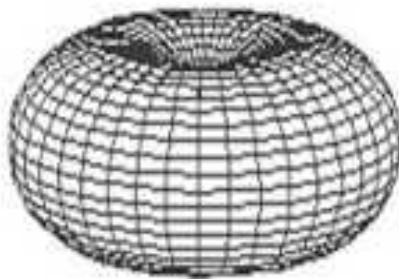


Fig.25 : Rayonnement du dipôle élémentaire.

L'émission est maximale dans le plan perpendiculaire au dipôle et zéro dans la direction des conducteurs, qui est la même que la direction du courant.

Le diagramme d'émission a la forme d'un tore de section circulaire (image de gauche) et de rayon interne nul. Dans l'image à droite le dipôle est vertical et il est au centre du tore.

À partir de ce champ électrique on peut calculer la puissance totale émise par ce dipôle et à partir de ça, calculer la partie résistive de l'impédance série de ce dipôle:

$$R_{serie} = 80\pi^2 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 \text{ ohms pour } L \ll \lambda \dots\dots\dots(73)$$

mais en revanche :

$$R_{serie} = 20\pi^2 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 \text{ ohms pour } L \ll \lambda \dots\dots\dots(74)$$

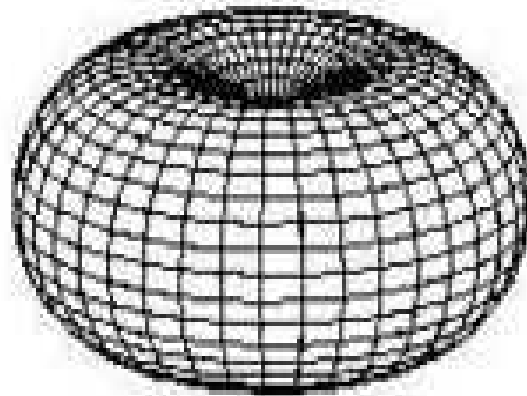


Fig.26 : Diagramme en perspective du rayonnement  $\lambda / 2$ .

L'image de gauche montre la section du diagramme d'émission. Pour comparaison, la section du diagramme d'émission d'un dipôle court apparaît en pointillés. Ils ne sont pas très différents. L'image de droite montre le même diagramme d'émission en perspective

### III-2-Dipôle demi-onde ( $\lambda/2$ ) :

Le dipôle le plus utilisé comme antenne filaire rectiligne est le dipôle demi-onde ( $l = \lambda / 2$ ).

#### Calcul du champ électromagnétique rayonné :

On déterminera uniquement le champ rayonné dans la zone lointaine (Fig. 28) qui est la source de la puissance réelle rayonnée

Sachant que la position du point d'excitation est  $\vec{r}' = z' \vec{z}$ , que la densité de courant magnétique est nulle et que la densité de courant électrique est définie par la relation (75),

$$\vec{J}_e(x', y', z') = I_e(x', y', z') \hat{z} = \begin{cases} I_o \sin \left[ k \left( \frac{l}{2} - |z'| \right) \right] \vec{z} & \text{pour } |z'| \leq \frac{l}{2} \text{ et } x' = y' = 0 \\ \vec{0} & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (76)$$

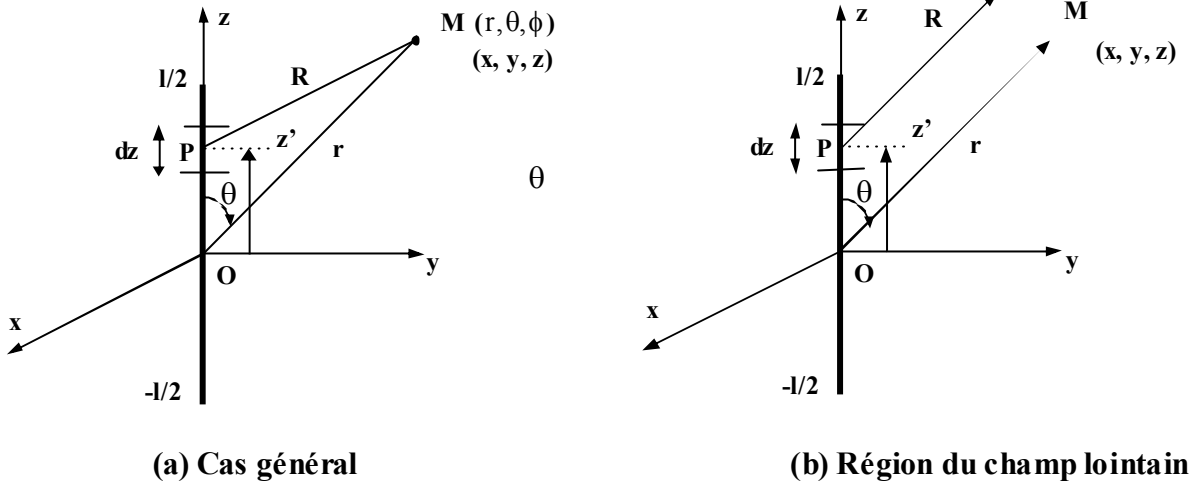


Fig. 27 Position du point d'observation.

La distance R entre le point d'excitation P et le point d'observation M s'exprime par

$$R = \|\vec{r} - \vec{r}'\| = [r^2 - 2 \vec{r} \cdot \vec{r}' + r'^2]^{1/2} = r \left[ 1 - 2 \hat{r} \cdot \hat{r}' + \frac{r'^2}{r^2} \right]^{1/2} \quad (77)$$

Dans la zone de rayonnement ( $r \gg r'$ ), on peut négliger les termes du deuxième ordre du développement de la relation (77) et l'expression de R devient alors

$$R = \begin{cases} r - \hat{r} \cdot \vec{r}' & \text{pour le terme de phase} & (a) \\ r & \text{pour le terme d'amplitude} & (b) \end{cases} \quad (78)$$

Graphiquement, l'approximation régie par la relation (78) est illustrée par la figure 28 qui montre que dans ces conditions les vecteurs  $\vec{R}$  et  $\vec{r}$  sont colinéaires et que l'expression de  $\psi(R)$  devient

$$\psi(R) = \frac{e^{-jkR}}{R} = \frac{e^{-jkr}}{r} e^{jk\vec{r}' \cdot \hat{r}} = \psi(r) e^{jk\vec{r}' \cdot \hat{r}} \quad \psi(r) \text{ étant la fonction de Green en espace libre.}$$

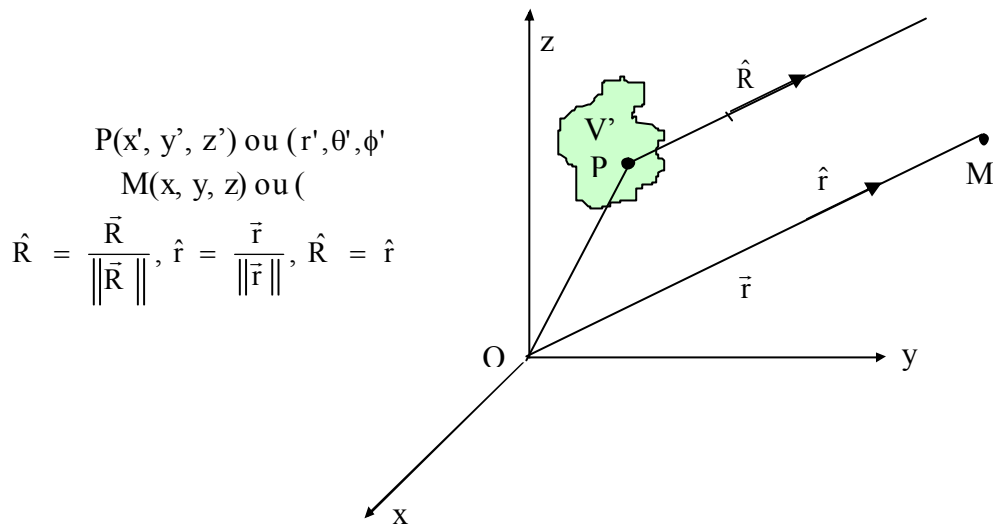


Fig. 28. Système de coordonnées pour le calcul du champ lointain.

le champ rayonné s'écrit alors

$$\vec{E} = \frac{jk\eta}{4\pi} \psi(r) \sin\theta \int_{-1/2}^{1/2} I_e(z') e^{jkz'\cos\theta} dz' = \frac{jk\eta}{4\pi} \psi(r) I_o \sin\theta \hat{\theta} \int_{-1/2}^{1/2} \sin\left[k\left(\frac{1}{2} - |z'|\right)\right] e^{jkz'\cos\theta} dz' \quad (79)$$

Les intégrales de la forme

$$\int e^{\alpha x} \sin(\beta x + \gamma) dx = \frac{e^{\alpha x}}{\alpha^2 + \beta^2} [\alpha \sin(\beta x + \gamma) - \beta \cos(\beta x + \gamma)] \quad \text{avec} \quad \alpha = jk \cos\theta; \beta = \pm k \text{ et } \gamma = kl / 2$$

permettent d'écrire (79) sous la forme

$$\vec{E} = \frac{j\eta}{2\pi} I_o \psi(r) \left[ \frac{\cos\left(k\frac{1}{2}\cos\theta\right) - \cos\left(k\frac{1}{2}\right)}{\sin\theta} \right] \hat{\theta} \quad (80)$$

en déduit le champ magnétique

$$\vec{H} = \frac{1}{\eta} (\hat{r} \wedge \vec{E}) = \frac{j}{2\pi} I_o \psi(r) \left[ \frac{\cos\left(k \frac{l}{2} \cos \theta\right) - \cos\left(k \frac{l}{2}\right)}{\sin \theta} \right] \hat{\phi} \quad (81)$$

Les expressions du champ rayonné(80) et (81) deviennent

$$\vec{E} = \frac{j\eta}{2\pi} I_o \psi(r) \left( \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right) \hat{\theta} \quad (82)$$

$$\vec{H} = \frac{j}{2\pi} I_o \psi(r) \left( \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right) \hat{\phi} \quad (83)$$

L'antenne filaire verticale est couramment utilisée pour l'émission et la réception en ondes longues et moyennes. Elle est essentiellement composée d'un fil mince, siège d'une onde stationnaire, et n'est évidemment sensible qu'à un champ électrique de polarisation parallèle à ce fil. Le calcul de son rayonnement est assez simple, pour autant qu'on admette quelques hypothèses simplificatrices. L'hypothèse la plus importante est celle d'une distribution du courant sinusoïdale le long du conducteur. En toute rigueur, cette hypothèse est absurde puisqu'elle exclut toute atténuation le long du fil et par conséquent tout rayonnement. En pratique toutefois, l'expérience montre que les résultats ainsi calculés sont très proches des résultats de mesure.

Le dipôle demi-onde est utilisé seul à chaque fois que l'on désire réaliser une antenne simple et relativement peu directive. En ondes longues et moyennes, il est disposé verticalement (antenne fouet verticale) pour produire une onde terrestre. En ondes courtes, il peut être soit verticale, soit horizontale.

### III-3-Patches et antennes imprimées

Les antennes « patches » sont composées d'un élément conducteur rayonnant (rectangulaire, triangulaire, circulaire ou en forme d'ellipse généralement), imprimé sur un substrat de permittivité  $\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$ , reposant lui-même sur un plan de masse métallique.

L'élément rayonnant est alimenté généralement par une ligne microruban (« microstrip »), par une sonde coaxiale, par une méthode de couplage par fente, ou bien encore par un guide optique. [ 12-TRAZB-04 ]

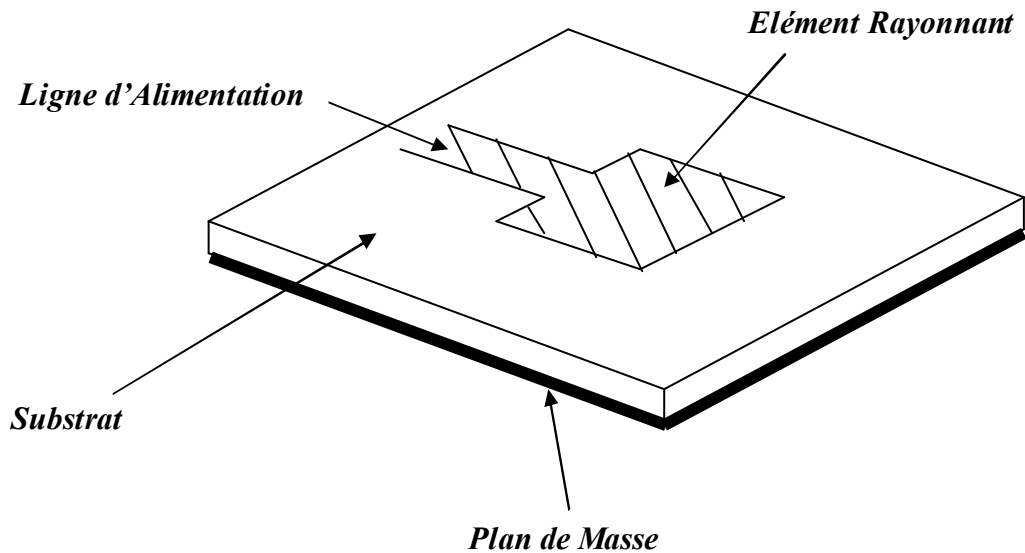


Fig. 29 : Antenne Imprimée

Des champs de fuite se forment aux extrémités de l'élément rectangulaire, le champ est alors rayonné dans l'espace. Une antenne de ce type est alors équivalente à deux fentes rayonnantes placées aux extrémités de l'élément rayonnant.

La largeur de ces deux fentes est  $W$ , l'épaisseur de l'élément métallique rayonnant est  $h$ , tandis que sa longueur est donnée par l'expression suivante :

$$L' = 0,412.h \frac{(\varepsilon_{r_{eff}} + 0,3).(\frac{W}{h} + 0,262)}{(\varepsilon_{r_{eff}} - 0,258).(\frac{W}{h} + 0,813)} \quad (84)$$

Nous pouvons également donner l'expression du rayonnement de cette fente en zone de champ lointain :

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_{\phi} \end{bmatrix} \quad (85)$$

$$E_{\phi} = -j.k_0.W.L'.\sin\phi \frac{e^{-jkr}}{2\pi r} E_x \frac{\sin\left(\frac{k_0 L'}{2} \sin\theta.\cos\phi\right)}{\frac{k_0 L'}{2} \sin\theta.\cos\phi} \frac{\sin\left(\frac{k_0 W}{2} \cos\theta\right)}{\frac{k_0 W}{2} \cos\theta} \quad (86)$$

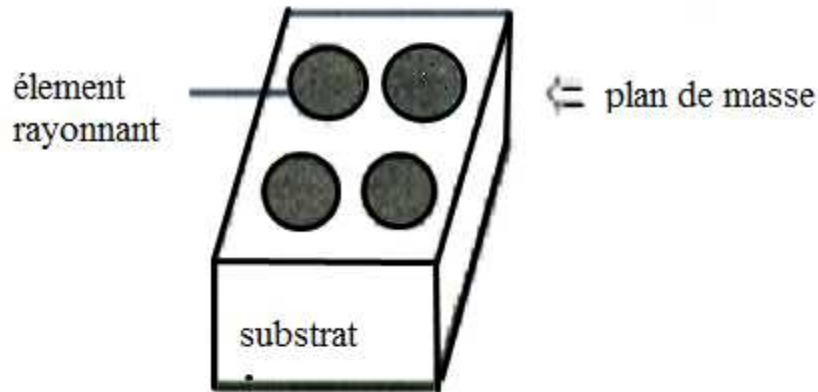
Il est à noter que ce type de capteur de champ électromagnétique est perturbateur du rayonnement émis par l'antenne, puisque ses éléments constitutifs sont composés de matériaux conducteurs (métaux), qui absorbent et déforment le champ mesuré dans l'espace.

Ce type de capteur est donc à déconseiller pour la réalisation de mesure de champ et du diagramme de rayonnement d'une antenne.

Ils pourront cependant être utilisés lors des éventuels tests expérimentaux à l'issue de ce projet de recherche, en considérant qu'ils sont de taille très petite devant la longueur d'onde utilisée.

### III-3-1-Utilisations

Les antennes planaires sont utilisées lorsqu'on veut réduire l'encombrement d'une antenne, notamment sa hauteur au-dessus d'un plan de masse, par exemple sur les émetteurs-récepteurs portables de radiocommunications, sur les récepteurs GPS, ... Les antennes planaires en réseau sont employées en Wi-Fi, en radioamateurisme et dans de nombreuses transmissions professionnelles. L'antenne patch en réseau actif est une des technologies permettant la réalisation des antennes radar à faisceau contrôlé, en navigation aérienne, surveillance ou observation de la Terre par satellite.



**Fig.30** : Antenne à éléments imprimés.

### III-3-2- Avantages et limitations des antennes patch

Les antennes microstrip présentent de nombreux avantages comparés aux antennes micro-ondes classiques et leurs applications couvrent le large domaine de fréquence : 100 MHz à 100 GHz. Certains avantages sont les suivants :

- Faible poids, encombrement réduit, configurations conformes possibles ;
- Faible coût de fabrication, production en masse possible ;
- Polarisation linéaire et circulaire pour les télécommunications ;
- Antennes multibandes, multipolarisations possibles ;
- Compatibilité avec les circuits hybrides et MMIC (Microwave Monolithic Integrated Circuit] ;
- Réseaux d'alimentation et d'adaptation fabriqués simultanément avec l'antenne.

Toutefois, les antennes microruban ont également des limitations que ne présentent pas les antennes traditionnelles :

- Bande passante étroite, souvent associée avec les problèmes de tolérances (géométriques et physiques) ;
- Généralement faible gain ( 6 dB) ;
- La plupart des antennes rayonnent uniquement dans le demi-plan ;
- Supportent uniquement des faibles puissances ( 100 W) ;
- Pertes de rayonnement par ondes de surfaces.

Ces limitations sont connues depuis plusieurs années et des progrès considérables ont été réalisés depuis pour améliorer les performances des antennes patch. Notamment, leur bande passante peut être augmentée jusqu'à 70 % en utilisant une configuration multicouche et leur gain peut s'accroître de 30 % en mettant en réseau plusieurs antennes.

### III-3-3- Les diverses formes des éléments rayonnants

Les éléments rayonnants les plus simples ont la forme d'un rectangle, d'un carré, d'un disque circulaire ou encore d'un triangle comme le montre la figure 31 :

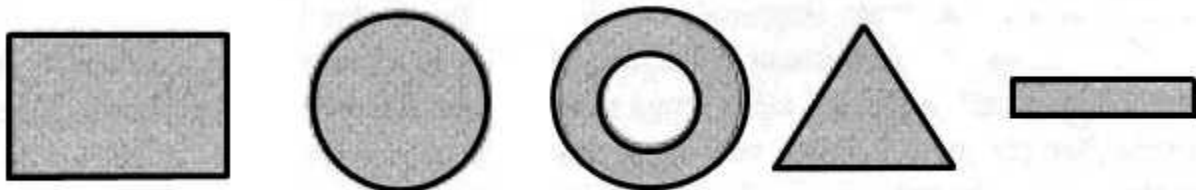


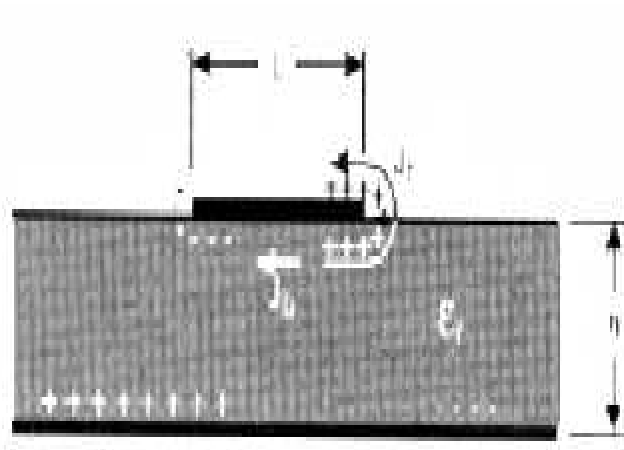
FIG. 31: Divers types d'éléments rayonnants.

#### III-3-3-a) L'antenne patch rectangulaire

Parmi toutes ces formes, l'élément rectangulaire est sans contexte le plus facile à appréhender pour la compréhension des mécanismes de rayonnements des antennes microstrip.

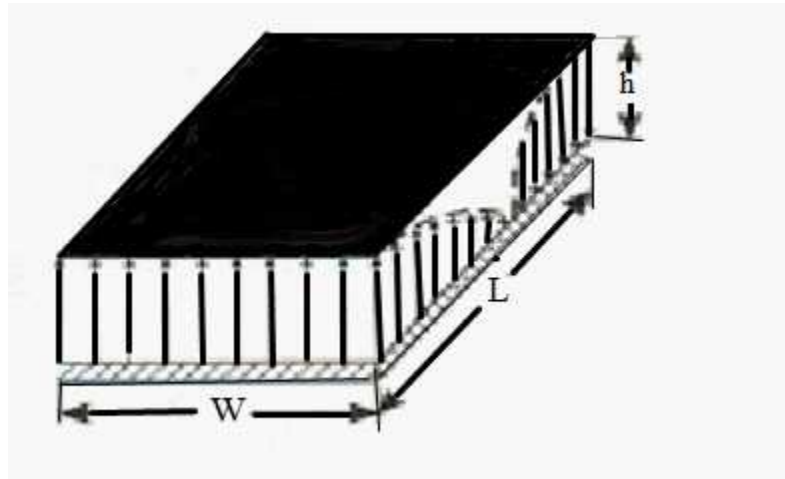
### II-3-3-b) Mécanismes de rayonnement de l'antenne patch rectangulaire

Le mécanisme de rayonnement d'une antenne patch rectangulaire se comprend aisément à partir de sa forme géométrique. Lorsque vous excitez la ligne d'alimentation avec une source RF, une onde électromagnétique va se propager sur cette ligne puis va rencontrer l'élément rayonnant (de largeur plus grande que la ligne, donc plus apte à rayonner..). Une distribution de charge va s'établir à l'interface Substrat / Plan de masse, sur et sous l'élément rayonnant. La figure 32. montre cette distribution dans le cas particulier où l'antenne rayonne le plus efficacement c'est à dire lorsqu'elle devient résonante (la longueur de l'élément rayonnant est un multiple de la demi-longueur d'onde guidée). Le cas présenté correspond au mode fondamental de l'antenne.



**FIG. 32:** Distribution de charge et densité de courant sur une antenne microstrip.

Ces distributions de charge et les densités de courants associés induisent une distribution de champ électrique représentée à la figure 33. dans le mode fondamental.

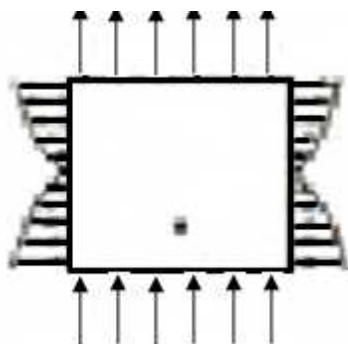


**FIG. 33:** Distribution de la composante verticale du champ électrique dans le mode fondamental de l'antenne.

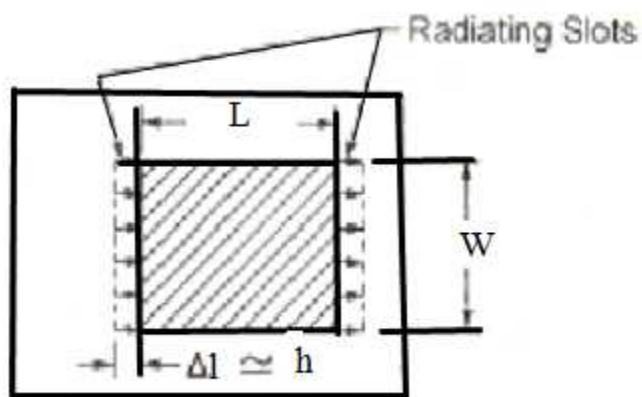
Une analyse plus détaillée des distributions de charge et du champ électrique dans ce mode permet de retrouver tous les paramètres caractéristiques d'une antenne : (diagramme et résistance de rayonnement, fréquences de résonance...).

1. Nous pouvons constater sur la figure 6 un renversement de phase des composantes verticales du champ électrique sur la longueur  $L$  de l'antenne. *Ce résultat est évident en lui-même. Ce cas correspond à la résonance  $\lambda_g/2$  de l'antenne... Il en résulte une contribution vectorielle de ces composantes de champs nulle. Il en est de même pour les composantes verticales sur la largeur  $W$  du patch (non visible sur cette figure). La figure 34. montre les composantes horizontales des lignes de champ entourant*

l'élément imprimé. Contrairement à précédemment, elles créent des rayonnements qui sont en phase dans le plan de l'antenne. Finalement, le rayonnement du patch peut être modélisé par celui de deux fentes parallèles distantes de la longueur  $L$  et de dimensions  $W \cdot h$ . La théorie de l'électromagnétisme nous fournit alors les expressions des champs rayonnés par le patch à une certaine distance d'observation.



**FIG. 34:** Distribution de la composante horizontale du champ électrique dans le mode fondamental de l'antenne.



**FIG. 35:** Modélisation de l'antenne patch rectangulaire par deux fentes couplées.

## **CONCLUSION**

Au cours de ce travail , nous avons d'abord réalisé une étude bibliographique non exhaustive concernant les méthodes de mesure du champ électromagnétique (intensité et phase), puis sélectionné la méthode la plus adéquate à nos mesures

Sur cette base, nous avons ensuite développé un programme permettant, dans un premier temps, de mettre en œuvre la méthode de mesure ci-avant mentionnée. Nous avons alors validé le fonctionnement de cette partie, qui permet la reconstruction de la phase du champ à partir des valeurs mesurées, en injectant dans le programme développé, le module du champ calculé à partir des expressions théoriques connues d'une antenne dipôle. La comparaison entre la référence théorique de phase et celle calculée par le programme est alors aisée.

Dans un second temps, et à partir de la connaissance des intensités du champ et de sa phase recalculée, il nous a été possible de développer un module visant à calculer, cette fois-ci, le diagramme en champ lointain du rayonnement de l'antenne sous test. comme précédemment, à l'aide de la connaissance théorique du rayonnement de l'antenne doublet en zone de champ lointain. En comparant le diagramme de rayonnement théorique et calculé par le programme, cette partie a pu être validée également.

Dans la suite du projet, ayant calculé et validé les parties développées uniquement sur la colonne centrale de la matrice de mesure «  $N \times N$  », une étape intermédiaire entre la détermination du diagramme de rayonnement sans connaissance à priori de l'antenne et la partie développée sur la base de la connaissance de l'antenne et de ses expressions, est cependant nécessaire. Il s'agit du calcul de la phase du champ à partir des intensités mesurées dans l'ensemble du plan de mesure et non plus sur une partie réduite, visant à simplifier les calculs en vue de réaliser les différentes vérifications du fonctionnement du programme.

Il s'agit alors de dupliquer le fonctionnement du programme sur l'ensemble des colonnes de la matrice de mesure.

## ANEX :

### 1- Dipole

% fréquence f en Hz

% Nombre d'onde k

% Distance du dipole au plan de mesure d en m

% Courant I en (A) et longueur du dipole L en m

f=3.e9

k=2\*pi\*f/3.e8

d=0.05

IL=0.002

% Nombre de capteurs suivant x : M

% Nombre de capteurs suivant z : N

% Distance entre chaque capteur : dx

dx=3.e8/f/10

M=51

N=51

for j=1:N

    z=(-(N+1)/2+j)\*dx

    for i=1:M

        x=(-(M+1)/2+i)\*dx

        r=sqrt(x\*x+d\*d+z\*z)

        Er=k\*r\*(1-3\*(z/r)\*(z/r))

        Ei=k\*k\*r\*r-1+(3-k\*k\*r\*r)\*(z/r)\*(z/r)

        Ampl(i,j)=30\*IL\*sqrt(Er\*Er+Ei\*Ei)/k/r^3;

        phase(i,j)=atan(Ei/Er)-k\*r;

    end

end

i=1:M

    x=(-(M+1)/2+i)\*dx\*100

    figure(1)

    plot(x,Ampl(i,(M+1)/2))

    axis ([-50 50 0 100])

    grid on

    xlabel('x en cm (y=d, z=0)')

    ylabel('Amplitude maximale de Et (V/m)')

    figure(3)

    plot(x,phase(i,(M+1)/2)/pi)

    axis ([-50 50 -6 0])

    grid on

    xlabel('x en cm (y=d, z=0)')

    ylabel('Phase de Et (x Pi radians)')

i=1:M

```

x(i)=(-(M+1)/2+i)*dx*100;
j=1:N
z(j)=(-(N+1)/2+j)*dx*100;
figure(2)
    mesh(x,z,Ampl);
    axis ([-50 50 -50 50 0 60])
    grid on
figure (4)
    mesh(x,z,phase/pi);
    axis ([-50 50 -50 50 -6 0])
    grid on

deph((M+1)/2,(N+1)/2)= phase((M+1)/2,(N+1)/2)
%deph((M+1)/2,(N+1)/2)=0
for j=(N+1)/2:N-1
    jj=1+N-j
    s=Ampl((M+1)/2,j+1)^2+Ampl((M+1)/2,j)^2;
    som((M+1)/2,j+1)=s+2*Ampl((M+1)/2,j+1)*Ampl((M+1)/2,j)*cos(phase((M+1)/2,j+1)-
    phase((M+1)/2,j));
    s=Ampl((M+1)/2,jj-1)^2+Ampl((M+1)/2,jj)^2;
    som((M+1)/2,jj-1)=s+2*Ampl((M+1)/2,jj-1)*Ampl((M+1)/2,jj)*cos(phase((M+1)/2,jj)-
    phase((M+1)/2,jj-1));

    s=Ampl((M+1)/2,j+1)^2+Ampl((M+1)/2,j)^2;
    sdep((M+1)/2,j+1)=s-2*Ampl((M+1)/2,j+1)*Ampl((M+1)/2,j)*sin(phase((M+1)/2,j+1)-
    phase((M+1)/2,j));
    s=Ampl((M+1)/2,jj-1)^2+Ampl((M+1)/2,jj)^2;
    sdep((M+1)/2,jj-1)=s-2*Ampl((M+1)/2,jj-1)*Ampl((M+1)/2,jj)*sin(phase((M+1)/2,jj)-
    phase((M+1)/2,jj-1));

    num=sdep((M+1)/2,j+1)-Ampl((M+1)/2,j+1)^2-Ampl((M+1)/2,j)^2;
    den=som((M+1)/2,j+1)-Ampl((M+1)/2,j+1)^2-Ampl((M+1)/2,j)^2;
    deph((M+1)/2,j+1)=deph((M+1)/2,j)-atan(num/den);

    num=sdep((M+1)/2,jj-1)-Ampl((M+1)/2,jj-1)^2-Ampl((M+1)/2,jj)^2;
    den=som((M+1)/2,jj-1)-Ampl((M+1)/2,jj-1)^2-Ampl((M+1)/2,jj)^2;
    deph((M+1)/2,jj-1)=deph((M+1)/2,jj)+atan(num/den);
end

for j=(N+1)/2:N
    jj=1+N-j
    for i=(M+1)/2:M-1
        ii=1+M-i
        s=Ampl(i+1,j)^2+Ampl(i,j)^2;

```

---

```

som(i+1,j)=s+2*Ampl(i+1,j)*Ampl(i,j)*cos(phase(i+1,j)-phase(i,j));
s=Ampl(ii-1,j)^2+Ampl(ii,j)^2;
som(ii-1,j)=s+2*Ampl(ii-1,j)*Ampl(ii,j)*cos(phase(ii,j)-phase(ii-1,j));

s=Ampl(i+1,j)^2+Ampl(i,j)^2;
sdep(i+1,j)=s-2*Ampl(i+1,j)*Ampl(i,j)*sin(phase(i+1,j)-phase(i,j));
s=Ampl(ii-1,j)^2+Ampl(ii,j)^2;
sdep(ii-1,j)=s-2*Ampl(ii-1,j)*Ampl(ii,j)*sin(phase(ii,j)-phase(ii-1,j));

num=sdep(i+1,j)-Ampl(i+1,j)^2-Ampl(i,j)^2;
den=som(i+1,j)-Ampl(i+1,j)^2-Ampl(i,j)^2;
deph(i+1,j)=deph(i,j)-atan(num/den);

num=sdep(ii-1,j)-Ampl(ii-1,j)^2-Ampl(ii,j)^2;
den=som(ii-1,j)-Ampl(ii-1,j)^2-Ampl(ii,j)^2;
deph(ii-1,j)=deph(ii,j)+atan(num/den);

s=Ampl(i+1,jj)^2+Ampl(i,jj)^2;
som(i+1,jj)=s+2*Ampl(i+1,jj)*Ampl(i,jj)*cos(phase(i+1,jj)-phase(i,jj));
s=Ampl(ii-1,jj)^2+Ampl(ii,jj)^2;
som(ii-1,jj)=s+2*Ampl(ii-1,jj)*Ampl(ii,jj)*cos(phase(ii,jj)-phase(ii-1,jj));

s=Ampl(i+1,jj)^2+Ampl(i,jj)^2;
sdep(i+1,jj)=s-2*Ampl(i+1,jj)*Ampl(i,jj)*sin(phase(i+1,jj)-phase(i,jj));
s=Ampl(ii-1,jj)^2+Ampl(ii,jj)^2;
sdep(ii-1,jj)=s-2*Ampl(ii-1,jj)*Ampl(ii,jj)*sin(phase(ii,jj)-phase(ii-1,jj));

num=sdep(i+1,jj)-Ampl(i+1,jj)^2-Ampl(i,jj)^2;
den=som(i+1,jj)-Ampl(i+1,jj)^2-Ampl(i,jj)^2;
deph(i+1,jj)=deph(i,jj)-atan(num/den);

num=sdep(ii-1,jj)-Ampl(ii-1,jj)^2-Ampl(ii,jj)^2;
den=som(ii-1,jj)-Ampl(ii-1,jj)^2-Ampl(ii,jj)^2;
deph(ii-1,jj)=deph(ii,jj)+atan(num/den);
end
end

i=1:M
x=(-(M+1)/2+i)*dx*100
figure(5)
plot(x,deph(i,(M+1)/2)/pi)
axis ([-50 50 -6 0])
grid on
xlabel('x en cm (y=d, z=0)')

```

---

ylabel('Déphasage de Et (x pi radians)')

## 2- Transformation champ proche\_champ lointain d'un dipoles

```
f=2e8;lambda=3e8/f;% for f=200MHz
k=2*pi/lambda;
% size of the scanning area
vx=20*lambda;
vy=vx;
%p=1;if p==0
% samples at the x axis
Nx=(vx/lambda)*2+3;
x=linspace(-vx/2,vx/2,Nx);
dx=abs(x(2)-x(1));
% samples at the y axis
Ny=Nx;
y=linspace(-vy/2,vy/2,Ny);
dy=abs(y(2)-y(1));
% distance AUT-scanning area
z0=2*lambda;
% ----- testing antenna (AUT) -----
Nd=1;% number of dipoles
dd=lambda/2;% dipole spacing
d=linspace((-Nd-1)/2)*dd,((Nd-1)/2)*dd,Nd);
I=ones(1,Nd);% currents for dipoles =1A
l=lambda/4;% dipole lenght
%
=====
E=zeros(Nx,Ny);
Ehelp=zeros(1,Nd);% help vector
for h=1:Ny
    for i=1:Nx
        for w=1:Nd
            sq1=sqrt(z0^2+(x(i)-d(w))^2+y(h)^2);
            sq2=sqrt(z0^2+(x(i)-d(w))^2);
            ct=y(h)/sq1;
            st=sq2/sq1;
            E(h,i)=E(h,i)+60*(cos(k*1*ct-cos(k*1))/st)*I(w)*exp(-j*k*sq1)/sq1;
        end
    end
end
Emax=max(E);
maxE=max(Emax);
Enrdb=20*log(abs(E/maxE));% near field in dB
```

---

```

% ***** Near-Field to Far-Field transformation
t=90;
A=zeros(t,t);% spatial spectrum
for m=1:t
    theta(m)=(2+2*(m-1))*pi/180;
    for n=1:t
        phi(n)=(2+2*(n-1))*pi/180;
    kx(m,n)=k*sin(theta(m))*cos(phi(n));
    ky(m,n)=k*cos(theta(m));
    kz(m,n)=k*sin(theta(m))*sin(phi(n));
    end
end
%===== Near-field =====
for m=1:t
    for n=1:t
        for h=1:Ny
            for i=1:Nx
                A(m,n)=A(m,n)+E(h,i)*exp(j*(x(i)*kx(m,n)+y(h)*ky(m,n)));
            end
        end
    end
    t-m;
end
A=A/(Nx*Ny);
A=kz.*A;
Amax=max(A);
maxA=max(Amax);
F=abs(A/maxA);
Fdb=20*log(F);

%===== Far-field =====
Ev=zeros(t,t);
for m=2:t-1
    for n=2:t-1
        if cos(phi(n))==0
            Fa=1;
        else
            Fa=sin(Nd/2*k*dd*sin(theta(m))*cos(phi(n)))/sin(1/2*k*dd*sin(theta(m))*cos(phi(n)));
        end
        Ev(m,n)=((cos(k*1*cos(theta(m)))-cos(k*1))/sin(theta(m)))*Fa;
    end
end
Evmax=max(Ev);

```

---

```
maxEv=max(Evmax);  
fv=abs(Ev/maxEv);  
fvdb=20*log(fv);  
% ===== figures =====
```

```
figure(1);% spatial spectrum of two orthogonal cuts (phi=90 and phi=0)
```

```
subplot(2,1,1);  
stem(ky(:,90),abs(A(:,90)));  
title(' spatial spectrum on cut phi=90°(kx=0)');  
xlabel('ky');  
ylabel('abs(A)');
```

```
subplot(2,1,2);  
stem(kx(90,:),abs(A(90,:)));  
title(' spatial spectrum on cut phi=0°(ky=0)');  
xlabel('kx');  
ylabel('abs(A)');
```

```
figure(2);% 3D near field distribution
```

```
surf(x/lambda,y/lambda,Enrdb);  
title('champ proche à 2lambda');  
xlabel('x[lambda]');  
ylabel('y[lambda]');  
zlabel('abs(E)');
```

```
figure(3);  
subplot(2,2,1);  
plot(x/lambda,Enrdb(:,((Ny+1)/2)));  
title('plan y=0');  
xlabel('x[lambda]');  
ylabel('abs(E)');
```

```
subplot(2,2,2);  
plot(y/lambda,Enrdb(((Nx+1)/2),:));  
title('plan x=0');  
xlabel('y[lambda]');  
ylabel('abs(E)');
```

```
subplot(2,2,3);  
plot(x/lambda,angle(E(:,((Ny+1)/2)))/pi*180);  
xlabel('x[lambda]');  
ylabel('phase(E)');
```

```
subplot(2,2,4);  
plot(y/lambda,angle(E(((Nx+1)/2,:))/pi*180);  
xlabel('y[lambda]');  
ylabel('phase(E)');
```

```
title(' champ proche complexe');
```

```
figure(4);% comparaison des champs lointains
```

```
subplot(2,1,1);  
plot(theta(2:(t-1))/pi*180-90,fvdb(2:(t-1),45),'b',theta(2:(t-1))/pi*180-90,Fdb(2:(t-1),45),'r');  
xlabel('plan vertical - theta[°]');  
ylabel('E[dB]');  
grid;
```

```
subplot(2,1,2);  
plot(phi(2:(t-1))/pi*180-90,fvdb(45,2:(t-1)), 'b',phi(2:(t-1))/pi*180-90,Fdb(45,2:(t-1)), 'r');  
xlabel(' plan horizontal - phi[°]');  
ylabel('E[dB]');  
grid;
```

```
title(' comparaison des champs lointains');
```

```
figure(5);
```

```
polar(theta(2:t-1),fv(45,2:t-1),'b');  
hold on  
polar(theta(2:t-1),F(45,2:t-1),'r');  
hold off  
title('far field-plan vertical');
```

```
figure(6);
```

```
polar(phi(2:t-1),rot90(fv(2:t-1,45)), 'b');  
hold on  
polar(phi(2:t-1),rot90(F(2:t-1,45)), 'r');  
hold off  
title('far field-plan horizontal');
```

```
title(' comparaison des champs lointains');
```

## **BIBLIOGRAPHIE:**

- [ **1-CHIRDEN-00** ] A.V. CHIRKOV, G.G.DENISOV, Methods Of Wavebeam Phase Front Reconstruction Using Intensity Measurements. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol.21, No. 1, 2000.
- [ **2-COSMAS-02** ] Sandra COSTANZO, Giuseppe DI MASSA, An Integrated Probe for Phaseless Near-Field Measurements. *Measurement 31* (2002), pp. 123, 129.
- [ **3-JPPER-00** ] José-Philippe PÉREZ, Optique Fondements et Applications, 6<sup>ème</sup> édition, Dunod, Paris, 2000.
- [ **4-SHUA-93** ] Serge HUARD, Polarisation de la Lumière, Masson, Paris, 1993.
- [ **5-SALTEI** ] B.E.A. SALEH, M.C. TEICH, Fundamentals of Photonics, Wiley Series in Pure and Applied Optics, J.W.Goodman, ISBN 0471839655.
- [ **6-RCJO-93** ] Richard C. JOHNSON, Antenna Engineering Handbook, Third Edition, Mac Graw Hill, ISBN 0-07-032381-X, 1993.
- [ **7-FTSHE-93** ] Finbar T.SHEEHY, Antenna-Coupled mm-Wave Electro-Optic Modulators and Linearized Electro-optic Modulators, *Thesis by Finbar T.SHEEHY*, In Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Doctor in Philosophy, California Institute of Technology, Pasadena, California, May 6<sup>th</sup>, 1993.
- [ **8-PZZAT-97** ] Philippe Zogbé ZATTA, Etude de la Faisabilité et de la Conception d'Antennes Imprimées Micro-ondes Electrooptiques Réceptrices, *Thèse de Doctorat Spécialité Electronique*, Ecole Doctorale Sciences pour l'Ingénieur de Nantes (N°ED 82-256), Directeur de Thèse : T.RAZBAN, Soutenue à l'IRESTE, 26 Juin 1997.
- [ **9-GLEF-97** ] Gervais LEFORT, Contribution à l'Etude d'une Antenne Electrooptique : Analyse des Antennes Imprimées sur Substrats Anisotropes, *Thèse de Doctorat Spécialité Electronique*, Ecole Doctorale Sciences pour l'Ingénieur de Nantes (N°ED 82-278), Directeur de Thèse : T.RAZBAN, Soutenue à l'IRESTE, 20 Novembre 1997.

[ 12-TRAZB-04 ] Tchanguiz RAZBAN, Antennes, *Cours de Master de Recherche*, IREENA, CNRF, 2004.

[I] G. T. Whittaker and G. N. Watson, *Modern Analysis*, 4th ed. London: Cambridge Univ. Press, 1927, ch. XVIII.

[2] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*. New York: McGraw-Hill, 1941, sec. 6.7.

[3] H. G. Booker and P. C. Clemmow, "The concept of an angular spectrum of plane waves, and its relations to that of polar diagram and aperture distribution," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 97, pp. 11-17, Jan. 1950.

[4] J. Brown, "A theoretical analysis of some errors in aerial measurements," *J. Inst. Elec. Eng.*, vol. 105 (part C), pp. 343-351, Feb. 1958.

[5] J. W. Cooley and J. W. Tukey, "An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series," *Math. of Comput.*, vol. 19, pp. 297-301, Apr. 1965.

[6] D. M. Kerns, "Analytical techniques for the correction of near-field antenna measurements made with an arbitrary but known measuring antenna," in *Abstracts URSI-IRE Meeting*, Washington, DC, Apr.-May 1963, pp. 6-7.

[7] "Correction of near-field antenna measurements made with an arbitrary but known measuring antenna," *Electron. Lett.*, vol. 6, pp. 346-347, May 1970.

[8] A. C. Newell, "Error analysis techniques for planar near-field measurements," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, no. 6, pp. 754-768, 1988.

[9] P. Petre and T. K. Sarkar, "Theoretical comparison of modal expansion and integral equation methods for planar near-field to far-field transformation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, submitted for publication.

[10] T. K. Sarkar, S. Ponnappalli, and E. Amas, "An accurate and efficient method of computing a far-field antenna patterns from near-field measurements," in *Proc. Int. Conf. Antennas Propagat. (AP-S'90)*, Dallas, TX, May 1990.

[11] P. Petre and T. K. Sarkar, "Planar near-field to far-field transformation using an equivalent magnetic current approach," *IEEE Trans. Antennas*

*Propagat.*, vol. 40, pp. 1348-1356, Nov. 1992.

[12] T. K. Sarkar, S. Ponnappalli, and P. Petre, "Application of conjugate gradient method for the solution of large matrix problems," in *Directions of Electromagnetic Wave Modeling*, H. Bertoni and L. Felsen, Ed. New York: Plenum, 1991, pp. 215-227.

[13] J. C. Bolomey *et al.*, "Rapid near-field antenna testing via arrays of modulated scattering probes," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, pp. 804-814, June 1988.

[ 14] A. Taaghoul, "Two methods for near field to near/far field transformation with arbitrary near field geometry," Ph.D. dissertation, Syracuse Univ., Syracuse, NY, 1994.