



HAL
open science

Modélisation et conception de nouvelles cellules élémentaires et sources primaires pour réseaux réflecteurs en bande millimétrique

Jérôme Lanteri

► **To cite this version:**

Jérôme Lanteri. Modélisation et conception de nouvelles cellules élémentaires et sources primaires pour réseaux réflecteurs en bande millimétrique. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Nice Sophia Antipolis, 2007. Français. NNT: . tel-00526989

HAL Id: tel-00526989

<https://theses.hal.science/tel-00526989>

Submitted on 17 Oct 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS UFR SCIENCES

Ecole doctorale des Sciences et Technologies de
l'Information et de la Communication

THESE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences spécialité Electronique

de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

présentée par

Jérôme LANTERI

MODÉLISATION ET CONCEPTION DE NOUVELLES CELLULES ÉLÉMENTAIRES ET SOURCES PRIMAIRES POUR RÉSEAUX RÉFLECTEURS EN BANDE MILLIMÉTRIQUE

Directeur de thèse : *Jean-Yves DAUVIGNAC*

Encadrant : *Claire MIGLIACCIO*

soutenance le 18 Décembre 2007

Jury:

<i>M. Raphaël GILLARD</i>	Rapporteur	Professeur, IETR, Université de Rennes
<i>M. Thierry MONEDIERE</i>	Rapporteur	Professeur, XLIM, Université de Limoges
<i>Mme Paola PIRINOLI</i>	Examineur	Assistant Professor, Politecnico di Torino
<i>M. Edmond CAMBIAGGIO</i>	Examineur	Professeur Emérite, LEAT, UNSA
<i>M. Jean-Yves DAUVIGNAC</i>	Examineur	Professeur, LEAT, UNSA
<i>M. Christian PICHOT</i>	Examineur	Directeur de recherche CNRS
<i>Mme Claire MIGLIACCIO</i>	Invitée	Professeur, LEAT, UNSA

Introduction

Ces dernières années, nous avons travaillé sur des systèmes radars d'aide à la conduite (automobile) ou pour la détection de câbles haute tension (sécurité en vol pour hélicoptères). Ces systèmes fonctionnent en bande millimétrique (77 GHz et 94 GHz) liées aux fenêtres d'absorption de l'atmosphère vis à vis des ondes électromagnétiques. Les systèmes de détection requièrent en général des antennes très directives. Les antennes classiquement utilisées pour ces applications à fort gain sont les réflecteurs paraboliques ou les lentilles en transmission. Cependant, elles demeurent difficiles à fabriquer à ces fréquences, ce qui augmente leur coût.

Depuis une dizaine d'année, une alternative en circuit imprimé est apparue; ceux sont les réseaux réflecteurs (*reflectarrays*). Des avancées significatives ont été faites dans le domaine des réflecteurs imprimés sur substrat afin d'augmenter leur rendement (nous entendons ici par rendement le gain par rapport à celui de l'ouverture équivalente). Plusieurs solutions ont été proposées. Parmi celles-ci, nous distinguerons les réflecteurs imprimés à zones de Fresnel et les réseaux réflecteurs. Les premiers réflecteurs développés présentaient de faibles rendements de l'ordre de 15%. Par la suite, l'utilisation de structures multicouches ou d'éléments possédant une plage de phase réfléchie de 300° ou plus a permis d'atteindre des rendements de l'ordre 40% et de 35% en bande millimétrique. Ces *reflectarrays* ont l'avantage, par rapport aux réseaux traditionnels, d'être alimentés de manière quasi-optique et de s'affranchir des pertes par lignes de transmission. De plus, ils offrent une grande souplesse lors de la conception qui permet d'intégrer des fonctions telles que le balayage électronique.

Nous verrons ainsi dans une première partie, un état de l'art des différents types de grandes antennes utilisées en bande millimétrique que sont les réseaux d'antennes classiques ou encore les lentilles en transmission, ainsi que les différents types d'antennes en réflexion. Les avantages et les inconvénients de ces antennes seront abordés brièvement.

Le chapitre 2 présente le développement d'un outil de modélisation permettant d'obtenir rapidement une bonne approximation du diagramme de rayonnement des antennes réflecteurs. Cet outil permet de simuler des réflecteurs de grande taille contrairement aux logiciels commerciaux qui nécessitent des ressources informatiques importantes. L'objectif de ce travail est de posséder un outil facile à mettre en oeuvre, qui permette, en un temps de calcul réduit (quelques minutes voire quelques dizaines de minutes) de concevoir des réseaux réflecteurs imprimés et d'en prévoir le comportement en fonction de différents facteurs.

Grâce à ce programme nous sommes en mesure de prévoir le comportement et de concevoir des réseaux réflecteurs pointant dans une direction choisie en présence d'une source primaire prédéfinie. Enfin, nous avons également intégré au programme l'erreur due à précision de la réalisation. Ce paramètre est critique dans notre gamme de fréquences. La moindre variation des dimensions des *patches* par rapport à leurs dimensions théoriques dégradent les performances des *reflectarrays*, d'où la nécessité de quantifier l'effet de ce paramètre.

Bien souvent, les antennes à grand gain sont destinées à effectuer du balayage. Dans ce cas, il est important de minimiser les premiers lobes secondaires. Ainsi le chapitre 3, propose une solution pour réduire le niveau de ces lobes secondaires. Pour cela, nous nous sommes intéressés à l'étude de la source primaire, qui détermine la loi d'illumination des réflecteurs ou plus généralement des antennes focalisantes. Cette dernière, dont les effets sont étudiées depuis de nombreuses années sur les ouvertures rayonnantes, doit réaliser le meilleur compromis entre angle

- Introduction -

d'éclairement, l'uniformité de l'amplitude et de phase, afin d'avoir une efficacité d'ouverture maximale. Nous nous sommes intéressés aux fonctions *prolate sphéroidal*. Ces dernières, décrites en 1961 par Slepian et Pollack, représentent le fenêtrage idéal puisqu'elles permettent de restituer 99% du signal dans la fenêtre d'observation. Elles sont utilisées, entre autres, en astronomie pour la coronographie appliquée à la détection d'exo-planètes. Nous avons donc développé des sources « *prolate* » qui permettent de fortement diminuer les lobes secondaires par rapport aux sources classiquement utilisées telles que les guides ouverts. Différents tests sur plusieurs types de systèmes focalisants (réflecteur de Fresnel, lentille en transmission, *reflectarray*) ont mis en évidence ces améliorations en terme de réduction de lobes secondaires.

Le chapitre 4 est une étude sur les cellules des réseaux réflecteurs afin d'améliorer les performances des *reflectarrays* en terme de gain et de capacité de déphasage par l'étude de la taille et de la forme des *patches*. Nous nous sommes intéressés à l'effet de la réduction de la taille des cellules sur les performances des réflecteurs. En utilisant des cellules de taille $\lambda/4$ par rapport aux cellules de taille $\lambda/2$ couramment utilisées, on observe une amélioration en terme de gain de 3 dB et une perte de gain de seulement 1 dB pour un dépointage de 60° contre 3 dB pour des cellules en $\lambda/2$. Enfin, des formes de *patches* originales ont été développées afin d'augmenter la couverture de phase ou encore pour obtenir des réflecteurs à polarisation circulaire.

Enfin, le chapitre 5 présente les résultats mesurés des différentes structures étudiées au chapitre 4 afin d'obtenir une confirmation des résultats obtenus au chapitre précédent à la fois sur l'influence de la taille de cellules mais également sur la qualité de la polarisation circulaire du réflecteur de Fresnel dont les *patches* ont été présentés au chapitre 4.

Dans la conclusion, nous ferons une synthèse des travaux effectués durant cette thèse, et nous présenterons les perspectives qui pourront être envisagées.

CHAPITRE 1:

G *GRANDES ANTENNES MILLIMÉTRIQUES*

Introduction

Antennes directives

Spécificité radioélectrique des antennes

Conclusion

I – Introduction

Dans ce premier chapitre, nous allons dresser un état de l'art concernant les grandes antennes dans la bande millimétrique. Après avoir décrit la bande millimétrique, nous présenterons brièvement les principes, les avantages et les inconvénients de divers types d'antennes. Nous verrons ainsi différentes structures permettant d'obtenir un fort gain et un faisceau étroit telles que les réseaux d'antennes alimentées par lignes et les systèmes focalisants (antennes lentilles et antennes réflecteurs), ainsi que des antennes présentant des diagrammes non standards (diagramme sectoriel, cosécante).

La bande millimétrique (aussi appelée *Extremely High Frequency*) s'étend de 30 à 300 GHz, ce qui correspond à des longueurs d'ondes allant du centimètre au millimètre (cf. figure I.1). Elle est très utilisée depuis quelques années en raison de l'encombrement du domaine des radiofréquences et hyperfréquences.

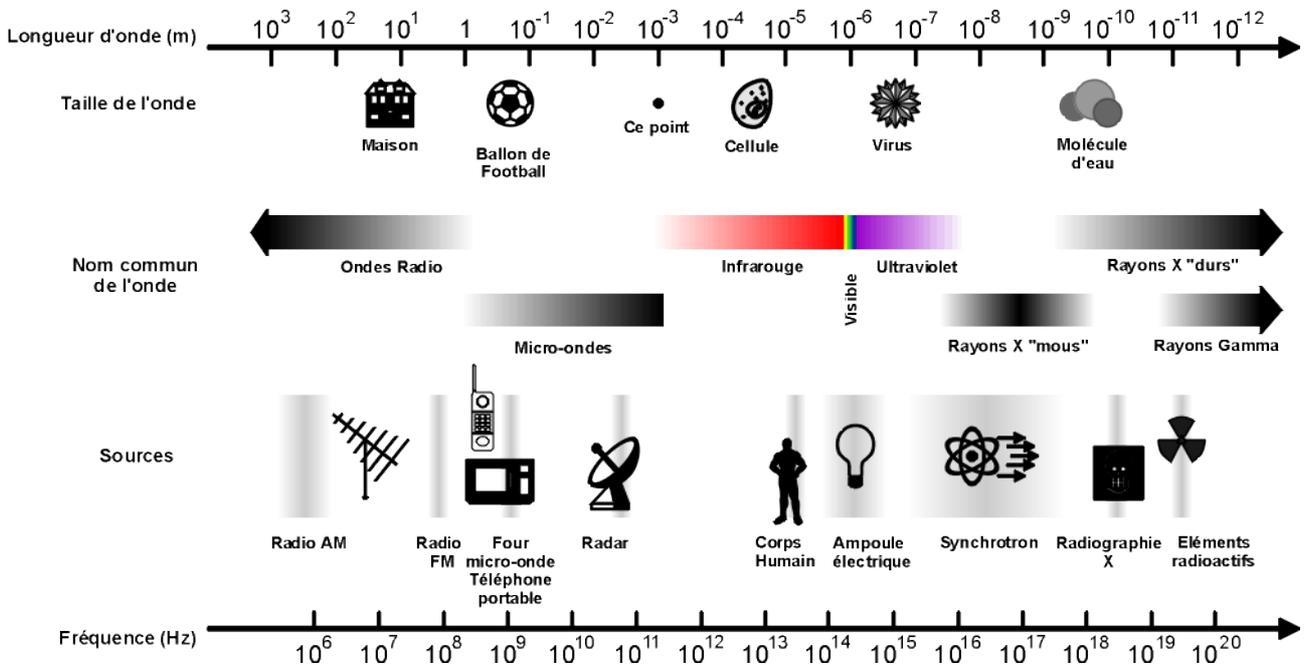


Figure I.1: Spectre fréquentiel [1]

De plus, elle offre plusieurs avantages:[2] [3]

- La réduction des longueurs d'onde implique une diminution de la taille et du poids des composants. Elle est particulièrement recherchée pour des applications aéroportées (avions, satellites...). De plus, elle permet de former des faisceaux étroits à gain élevé pour une meilleure précision dans la recherche, l'identification et la poursuite de cibles ainsi qu'une haute résolution angulaire.
- Les largeurs de bande importantes sont propices à l'établissement de communications et de transmissions de données à haut débit (très supérieures à 1 Mbits/s) et aux hautes résolutions radars.

- Chapitre 1 - Grandes antennes millimétriques -

- Les pertes et les atténuations atmosphériques (en temps clair ou dans les aérosols, les atmosphères poussiéreuses ou enfumées) sont relativement faibles comparées à celle des fréquences optiques ou infrarouges. De telles propriétés sont favorables aux transmissions de données dans les conditions « polluées » des champs de bataille.

Cependant, il existe aussi des inconvénients propres aux caractéristiques de la bande millimétrique:[2] [3]

- La réduction des longueurs d'onde nécessite une précision technologique accrue ce qui augmente les coûts de fabrication.
- L'interaction avec l'environnement réduit la portée des communications qui deviennent difficile à 50 km et impossible à 100 km.
- La technologie millimétrique pose des problèmes pour émettre de très fortes puissances essentiellement liés à la dissipation thermique.

En millimétrique, les applications sont très nombreuses tant dans le domaine civil que militaire. Ce domaine a surtout été exploité dans le cadre des systèmes de télécommunications, pour des applications militaires ou encore pour des systèmes de télémétries. La bande W est également utilisée dans le cadre d'observations météorologiques à haute résolution. Des applications radar de détection à 94 GHz existent [4]. De même, les radars anti-collision, aussi nommés services d'aide à la conduite automobile, dont les objectifs sont de mesurer la distance et la vitesse d'approche d'obstacles afin de prévenir le conducteur et de gérer les dispositifs de freinage et de sécurité, fonctionnent dans une bande de fréquence allouée autour de 77 GHz. Les réseaux locaux indoor WLAN (Wireless Local Area Network) et communications outdoor entre mobiles à 60 GHz: l'exploration de bandes de fréquences vierges autour de 60 GHz permet de disposer d'une bande passante très large et d'espérer atteindre de très hauts débits alors que la forte atténuation des ondes à 60 GHz facilite la réutilisation des fréquences et assure une grande discrétion des communications.

II – Antennes directives

II.1 Antenne réseau alimentée par lignes

Une antenne imprimée élémentaire isolée possède un faible gain et une large ouverture à -3 dB. En associant plusieurs éléments, il est possible d'obtenir un gain élevé ainsi qu'une forte directivité. Pour cela, une solution classique consiste à réaliser un réseau d'antennes imprimées sur substrat.

Un réseau linéaire d'antennes est généralement caractérisé par des lois équi-amplitude et équi-phase. Les éléments utilisés peuvent être des pavés imprimés (*patches*) rectangulaires, circulaires, annulaires ou bien encore des dipôles imprimés. Ces *patches* peuvent être excités par des lignes microrubans, des sondes coaxiales ou encore des lignes à fentes. Afin de simplifier la réalisation, une solution consiste à exciter l'élément par une ligne microruban comme indiqué en figure 1.2. Le niveau des lobes secondaires d'un tel réseau peut être minimisé par la méthode Dolph-Tchebychev ou la méthode binomiale [5].

- Chapitre 1 - Grandes antennes millimétriques -

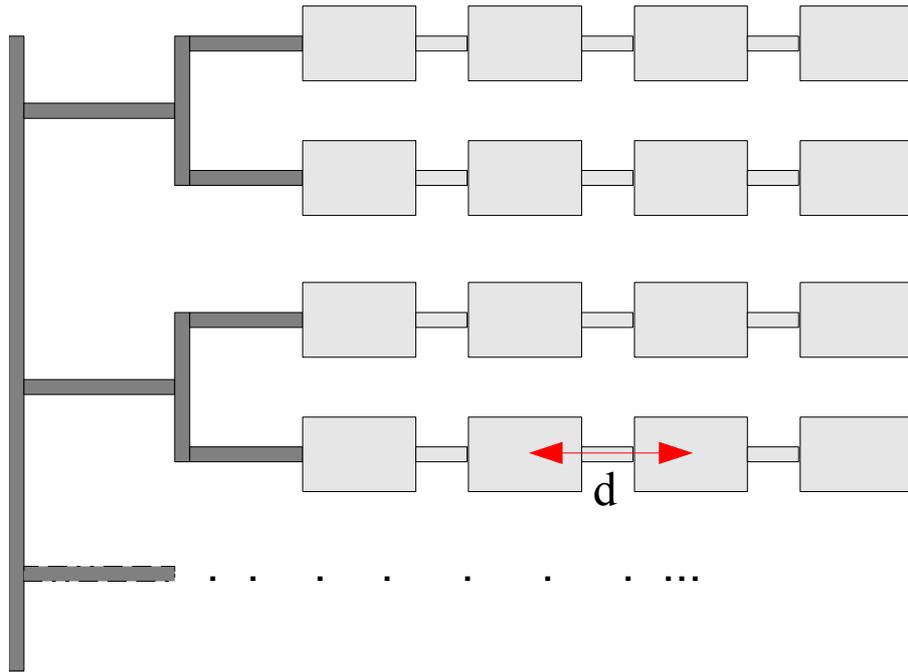


Figure 1.2: Réseau d'antennes «patches»

La figure 1.3 représente un réseau formé de N antennes alignées et séparées par une distance d (distance entre deux éléments). Les éléments sont excités uniformément avec un gradient de phase progressif $\Delta\varphi$.

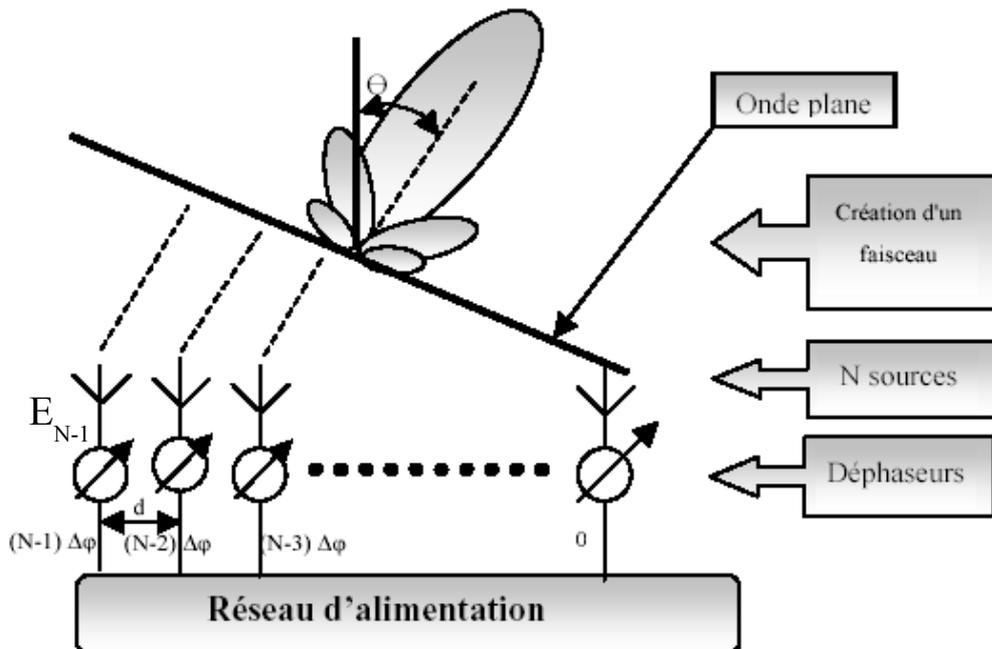


Figure 1.3: Schéma représentatif d'un réseau linéaire

- Chapitre 1 - Grandes antennes millimétriques -

Admettons que chaque source possède le même diagramme $E_i \left(E_i = \frac{E_0 \cdot I_0}{r} e^{j(i)\Delta\varphi} \right)$. En utilisant le principe de superposition, le diagramme de l'ensemble du réseau E_t s'obtient par sommation des diagrammes des sources élémentaires: $E_t = \sum E_i$.

L'amplitude du champ total est de la forme:

$$|E_t| = \frac{E_0 \cdot I_0}{r} \cdot \frac{\sin\left(\frac{N\psi}{2}\right)}{N \sin\left(\frac{\psi}{2}\right)} \quad \text{Avec } \psi = kd \cos\theta + \Delta\varphi \quad (1.1)$$

On écrit généralement $E_t = E_i \cdot F$. F est le facteur de réseau qui ne dépend que du pas du réseau et de ses lois d'excitations en amplitude et phase. Il est égal à :

$$F = \frac{1}{N} \frac{\sin\left(\frac{N\psi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\psi}{2}\right)} \quad (1.2)$$

La direction du maximum de rayonnement est contrôlé par la valeur $\Delta\varphi$. D'après (1.1), le champ total est maximal pour $\psi = 0$. Soit θ_0 , la direction de rayonnement maximale. On a donc:

$$\begin{aligned} kd \cos\theta_0 + \Delta\varphi &= 0 \\ kd \cos\theta_0 &= -\Delta\varphi \\ \cos\theta_0 &= \frac{-\Delta\varphi}{kd} = \frac{-\lambda \Delta\varphi}{2\pi d} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Les réseaux d'antennes *patches* sont largement utilisés en raison de leur faible encombrement, de leur faible poids, d'un coût peu élevé, et de leur fabrication aisée. Cependant, ils présentent certains inconvénients lorsque l'on monte en fréquence. Du fait de l'augmentation de la fréquence, les pertes diélectriques et métalliques deviennent plus importantes. De plus, cela entraîne une plus faible tolérance aux erreurs de fabrication et une influence accrue des ondes de surface. Une solution pour limiter les pertes diélectriques ainsi que l'influence des ondes de surfaces est de choisir un substrat avec une tangente de perte faible et une épaisseur très fine, mais cela conduit à une augmentation du coût de la réalisation. Ainsi, la conception d'un réseau d'antennes aux fréquences « millimétriques », devient moins aisée et moins efficace. La difficulté de réalisation ne réside pas uniquement dans la complexité des éléments rayonnants mais surtout dans le réseau d'alimentation. Les lignes d'accès aux antennes peuvent devenir très fines, ce qui augmente leurs pertes et peut générer un rayonnement parasite. Cela entraîne une dégradation du diagramme de rayonnement du réseau, du gain, et une augmentation du niveau des lobes secondaires.

L'efficacité totale de l'antenne pour un réseau d'antennes imprimées en fonction de la

- Chapitre 1 - Grandes antennes millimétriques -

fréquence et du gain est donnée en figure 1.4. On peut noter que l'efficacité décroît lorsque la fréquence ou le gain augmente. On constate qu'à 60 GHz, l'efficacité est inférieure à 35 % pour un gain de 30 dBi et elle diminue encore lorsque la fréquence augmente. Ceci constitue un inconvénient important des réseaux d'antennes *patches* imprimés alimentés par lignes[6].

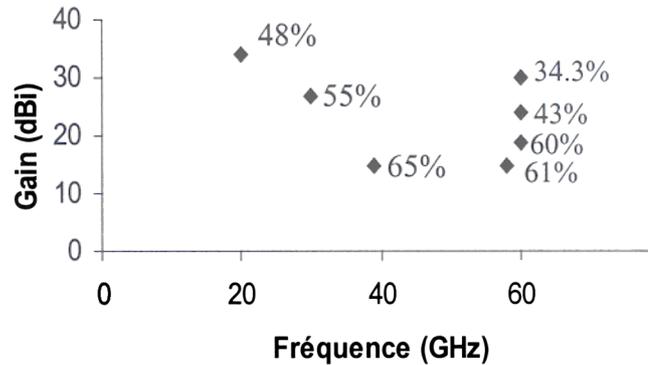


Figure 1.4 : Efficacité totale d'un réseau d'antennes imprimées [6]

C'est pourquoi lorsque l'on monte en fréquence, il est préférable d'utiliser des systèmes focalisants.

II.2 Systèmes focalisants

La suite du chapitre est une présentation des divers types d'antennes appropriées pour obtenir un grand gain et de larges bandes passantes dans le domaine millimétrique. Puis, un bilan comparatif des avantages et des inconvénients de chaque solution sera dressé.

II.2.1 Lentilles en transmission

II.2.1.1 Lentilles classiques

Parmi les structures permettant d'obtenir un diagramme de rayonnement très directif ainsi qu'un grand gain (généralement supérieur à 30 dB) et de faibles lobes secondaires (inférieures à -20 dB), on trouve les lentilles diélectriques qui sont largement utilisées dans le domaine des microondes et des ondes millimétriques en raison de leurs bonnes performances. De plus, leur alimentation en transmission permet d'éviter le phénomène de masquage. Les antennes lentilles sont des projecteurs d'ondes transformant une onde sphérique en onde plane [7].

Le principe des antennes lentilles est basé sur le principe de collimation lorsque l'on se trouve en mode d'émission. En micro-ondes comme en optique, une lentille a pour rôle de modifier la phase et la direction du rayonnement émis par la source primaire[7]. A partir d'une source

- Chapitre 1 - Grandes antennes millimétriques -

ponctuelle placée au foyer de la lentille, on génère une onde sphérique puis une onde plane après le passage au travers de la lentille qui est assimilée à une ouverture rayonnante (figure 1.5).

Classiquement, une lentille est fabriquée à l'aide d'un matériau diélectrique homogène dont l'indice de réfraction est noté n . La conception de la lentille repose sur les principes suivants:

- l'égalité des parcours optiques dans une direction donnée,
- la loi de réfraction.

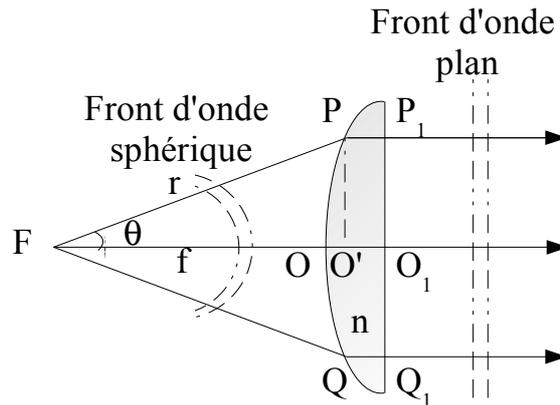


Figure 1.5 : Schéma de principe d'une lentille classique

La figure 1.6 (a,b) présente une lentille convexe avec un indice de réfraction supérieur à 1. Tandis que des lentilles concaves ($n < 1$) sont représentées sur la figure 1.6 (c,d).

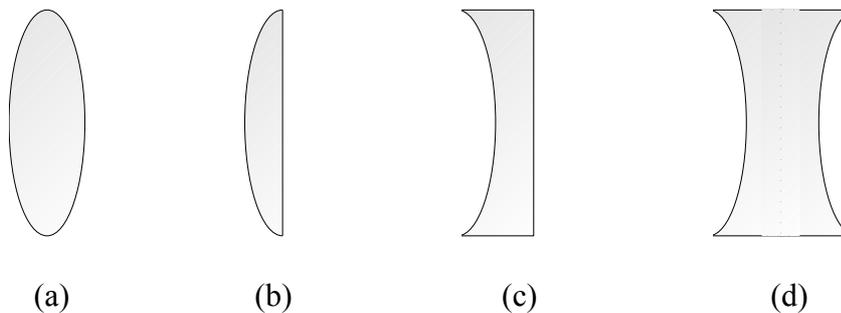


Figure 1.6: Différent types de lentilles diélectriques
(a) (b): lentilles convexes $n > 1$; (c) (d): lentilles concaves $n < 1$

On suppose que la source est placée au point focal F , l'équation à la surface de la lentille est obtenue par la condition de l'égalité des chemins optiques:

$$(FP) + n(PP_1) = (FO) + n(OO_1)$$

$$(FP) = (FO) + n(OO')$$

- Chapitre 1 - Grandes antennes millimétriques -

$$r = f + n(r \cos(\theta) - f) \quad (1.4)$$

Alors:

$$r = \frac{f(n-1)}{n \cos(\theta) - 1} \quad (1.5)$$

De (1.5) on peut déterminer l'angle d'éclairissement maximum θ_{max} (valeur de θ pour laquelle le dénominateur de r s'annule (de plus si l'on dépassait cette valeur, le rayon r serait alors négatif). Ce qui donne l'asymptote:

$$\theta_{max} = \cos^{-1}\left(\frac{1}{n}\right) \quad (1.6)$$

Cette valeur de θ_{max} est à différencier de celle de $\theta_0 = \tan^{-1}\left(\frac{D}{2f}\right)$ qui est inférieure à θ_{max} , et qui correspond à l'angle d'éclairissement de la lentille (défini en fonction du diamètre de la lentille et de la distance focale). Le coefficient de réflexion de surface peut être estimé par la formule suivante (incidence normale):

$$R = \frac{n-1}{n+1} = \frac{\sqrt{\epsilon_r}-1}{\sqrt{\epsilon_r}+1} \quad (1.7)$$

Le choix de l'indice de réfraction n est très important. Il influe sur la conception et les performances de la lentille. Nous voyons d'après (1.6) que l'augmentation de n entraîne une augmentation de l'angle θ_{max} , ce qui permet de réduire la distance focale. Ainsi, l'encombrement peut être réduit mais l'équation (1.7) nous montre que cela entraîne une augmentation du coefficient de réflexion.

Les lentilles classiques sont largement utilisées dans les applications nécessitant un gain élevé, et une large bande passante. En effet, elles présentent plusieurs avantages:

- une large bande passante qui est limitée uniquement par la source primaire,
- une bonne efficacité de rayonnement,
- de très faibles lobes secondaires,
- une faible polarisation croisée.

Cependant, elles sont relativement complexes à réaliser, et elles ont un poids relativement élevé surtout aux basses fréquences. Une diminution du poids peut être envisagée en appliquant un zonage sur une ou les deux faces de la lentille (figure 1.7). Le choix du matériau de la lentille est critique pour les pertes diélectriques.

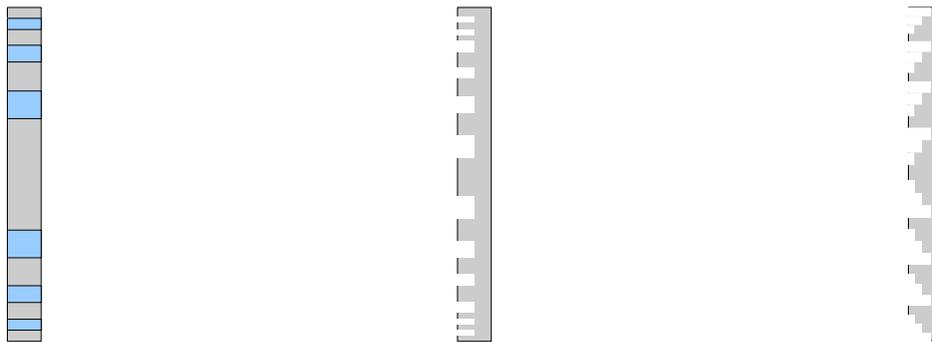
Les pertes par débordement ou *spillover* affecte de manière générale tous les systèmes focalisants (paraboles, lentilles). Elles correspondent à une énergie qui n'est pas interceptée par la lentille ou le réflecteur et qui n'est pas utilisée pour former le diagramme. Cette illumination non parfaite de la parabole par la source primaire induit une diminution du gain de l'antenne (par l'intermédiaire du facteur de gain).



Figure 1.7 :lentilles zonées

II.2.1.2 Lentilles plates à zones

Les lentilles plates sont obtenues par combinaison de deux ou plusieurs diélectriques repartis alternativement de manière concentrique ou encore par découpage de zones dans l'épaisseur de la lentille.



(a) lentille planeaire

(b) lentille à inversion de phase

(c) lentille quart d'onde

Figure 1.8: Lentilles plates à zones

La conception des lentilles zonées est basée sur le principe de la correction de phase dans la direction souhaitée. Contrairement aux lentilles classiques qui focalisent l'énergie grâce à la réfraction des ondes au travers d'un diélectrique, les lentilles zonées exploitent les phénomènes d'interférences et de diffraction apparaissant lorsque les ondes traversent un plan de deux diélectriques différents (figure 1.8 (a)) ou une structure à plusieurs échelons (figure 1.8 (b,c)).

C'est en 1821, qu'Augustin Fresnel, ingénieur à la commission des phares, a proposé de remplacer les réflecteurs métalliques par des lentilles à échelon. Ces lentilles, dites de Fresnel, constituées d'un disque central convexe (bombé vers l'extérieur) entouré d'une série d'anneaux concentriques jouant le rôle de prismes, focalisent les rayons d'une source lumineuse sur un seul plan. En effet, à la sortie de la lentille, les rayons lumineux réfractés par les anneaux concentriques se trouvent parallèles les uns aux autres et se propagent le long d'une direction unique. Ce procédé permet donc d'éclairer uniquement l'horizon en évitant la diffusion des rayons dans tout l'espace, et d'augmenter jusqu'à 4,5 millions de fois l'intensité du faisceau lumineux. Il s'avère si performant qu'il équipa progressivement tous les phares du monde et se trouve encore aujourd'hui à l'origine

classiques, elles sont dépendantes de la fréquence comme l'illustre les formules 1.8 et 1.9. Ces lentilles plates à zones sont néanmoins très utilisées dans le domaine millimétrique car elles offrent un bon compromis entre le coût, la taille et la directivité.

II.2.2 Antennes à réflecteurs

II.2.2.1 Les paraboles

Les paraboles sont des antennes à projecteurs d'ondes assimilables à des ouvertures rayonnantes de grandes dimensions par rapport à la longueur d'onde [7]. Leur rôle est de transformer une onde sphérique en onde plane: la source est placée au point focal du système à réflecteurs (figure 1.10). Elle produit une onde sphérique que le réflecteur parabolique modifie en onde plane sur une section de dimensions finies. Le rayonnement obtenu forme un faisceau très directif qui s'accompagne de faibles lobes secondaires [7].

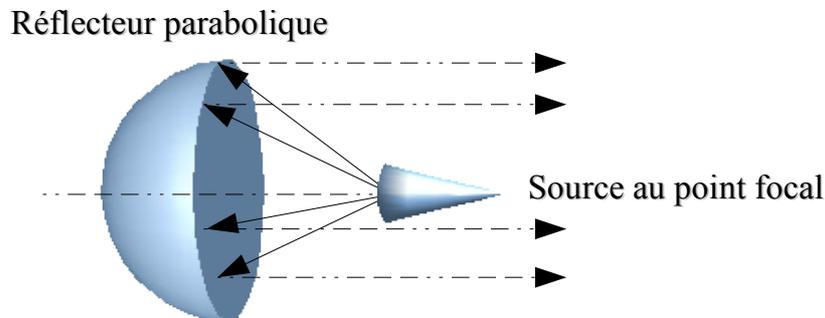


Figure 1.10: Principe des réflecteurs paraboliques

Le système rayonnant le plus simple et le plus répandu est constitué d'un seul réflecteur éclairé par une antenne source [7]. Sa surface réfléchissante est un paraboloïde à symétrie de révolution. Différentes antennes peuvent constituer la source primaire mais, dans la grande majorité des cas, les antennes cornets sont choisies.

Le principal avantage des paraboles est leur gain très élevé (généralement supérieur à 30 dBi et pouvant aisément atteindre 40 à 50 dBi) permettant ainsi des communications longue portée. De plus, des faisceaux très fins sont obtenus (angle d'ouverture à -3 dB inférieur à 1°). Ces deux caractéristiques font que ces antennes sont très utilisées dans le domaine des télécommunications terrestres par faisceaux hertziens.

Le domaine des communications grandes distances et les applications radar haute résolution nécessitent pour les antennes de ces systèmes, en plus des caractéristiques de fort gain et de faisceaux étroits, d'avoir des diagrammes comportant de faibles lobes secondaires, ce qui est le cas pour les réflecteurs paraboliques. Un bon découplage de polarisation et une large bande passante sont également possibles avec ce type d'antenne.

Le réflecteur parabolique est une solution très efficace notamment pour les applications en bande millimétrique et submillimétrique où les pertes diélectriques deviennent très importantes, ce qui détériore les performances des réseaux d'antennes imprimées et des lentilles. Cependant le traitement et la réalisation de la surface parabolique constituent des étapes délicates dans le processus de réalisation, ce qui engendre un prix de fabrication élevé et des pertes dues au masquage par la source primaire (figure 1.11).

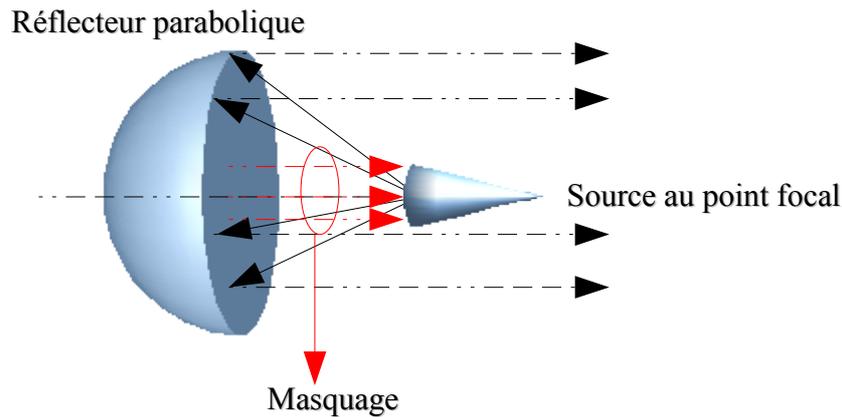


Figure 1.11: Phénomène de masquage

II.2.2.2 Les réflecteurs à zones

Tout comme les lentilles à zones, le réflecteur peut comporter des zones pour réduire le volume, le poids et surtout la complexité de fabrication. La figure 1.12 représente un réflecteur à deux zones, qui est la configuration la plus simple. Il est constitué d'anneaux métalliques concentriques gravés sur un substrat semi-métallique.

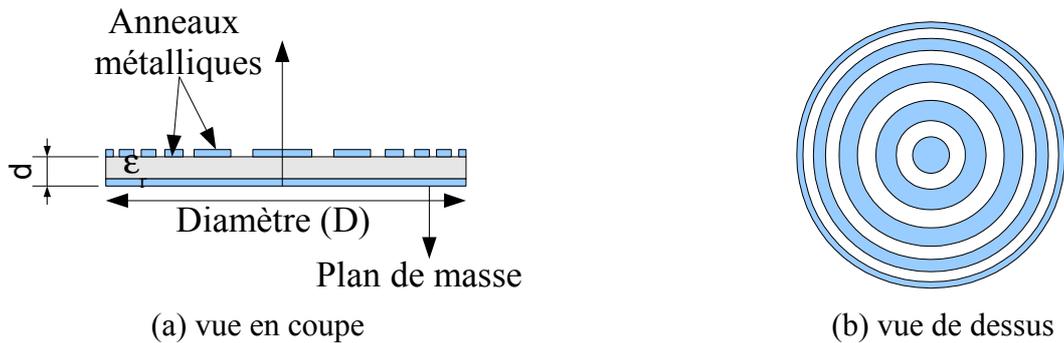


Figure 1.12: Réflecteur à deux zones de Fresnel

Le principe des réflecteurs à zones repose sur la compensation de phase générée par les différents parcours entre la source et le réflecteur. Le rayon des anneaux métalliques concentriques est calculé de façon à ce que la différence de marche des ondes corresponde à une différence de phase. Les rayons de chaque zone sont aussi calculés par la formule (1.8). L'épaisseur d est calculée par la relation (1.10)

$$d = \frac{\lambda}{4\sqrt{\epsilon_r}} \quad (1.10)$$

Le réflecteur à zones présente certains avantages: simplicité de fabrication, faible épaisseur, faible poids et coût réduit. Du fait de la correction de la phase en zone, la phase de réflexion est donc moins précise que celle du réflecteur parabolique ce qui diminue les performances par rapport aux réflecteurs classiques. Ils sont moins efficaces, possèdent des lobes secondaires plus élevés et

des pertes diélectriques plus importantes. Les performances s'améliorent en augmentant le nombre de zones de correction. Les dimensions de ces zones dépendent de la fréquence de travail (cf. formule 1.8).

II.2.2.3 Antennes-Réseaux réflecteurs

Les *reflectarrays* (réseaux réflecteurs) [9] ont été conçus pour la première fois durant la seconde guerre mondiale. Ils sont composés de plusieurs éléments que nous appellerons antennes élémentaires (ou encore cellules élémentaires) arrangées sur une surface plane illuminée par une source primaire (figure 1.13). Ces éléments vont alors re-rayonner l'énergie incidente dans l'espace libre. Les champs ainsi re-rayonnés ne peuvent pas être en phase si tous les éléments et leurs terminaisons sont identiques du fait de la différence de marche entre la source et les éléments S_1 , S_2 , S_3 ... S_n . La phase de chaque élément est alors ajustée pour compenser le retard de phase généré par la différence des distances. Le champ réfléchi par le réflecteur est alors en phase et concentré dans la direction souhaitée. Le réseau d'antennes conçu d'après ce concept est appelé réseau réflecteur ou *reflectarray*. Les antennes élémentaires utilisées peuvent être des cornets, des dipôles, des guides d'ondes coupés ou des *patches* rayonnants. Dans le cas de la figure 1.13, un déphaseur est placé dans le système de transmission de chaque élément de manière à corriger les retards de phase. Certaines de ces antennes élémentaires, telle que les cornets ou les guides d'ondes, sont de grande taille. D'autre part, lorsque plusieurs éléments sont placés sur un réflecteur pour en augmenter l'efficacité, le *reflectarray* devient grand et lourd. La recherche de nouvelles antennes élémentaires est alors nécessaire.

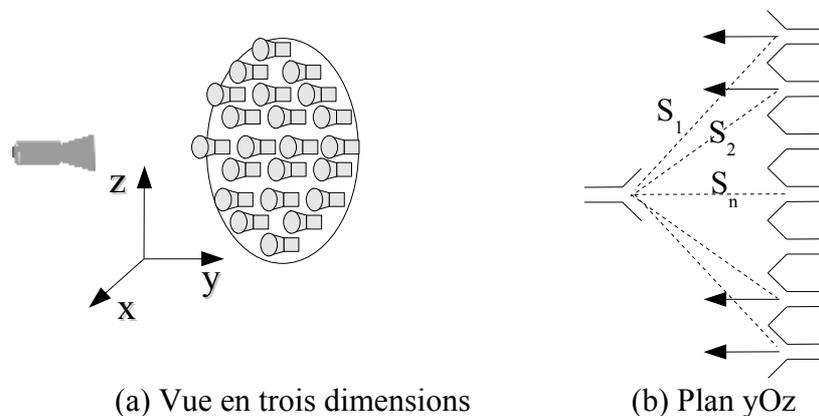


Figure 1.13 : Principe de fonctionnement des premiers reflectarrays [9]

Avec le développement de la technologie imprimée, les réseaux réflecteurs ont connu un second souffle dans les années 90 [10]. Ils consistent à associer une source primaire avec des antennes élémentaires imprimées sur un substrat de très faible épaisseur (figure 1.14). Sur la surface de réflexion, les antennes sont isolées. Chaque élément est conçu de sorte que la phase réfléchie compense les différentes distances entre la source et les éléments. En raison de la capacité de l'ajustement de la phase de réflexion, la surface de réflexion peut donc être conformée ou plane.

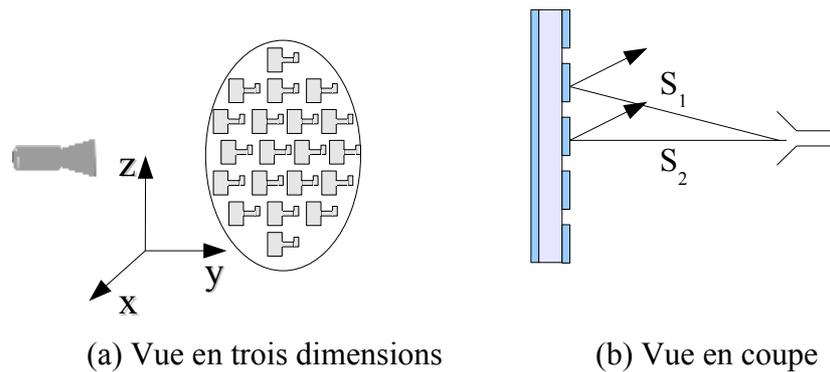


Figure 1.14 : Exemple d'un reflectarray imprimé

- **Réduction de la distance focale**

La diminution de l'encombrement des antennes est un point important dans le domaine des systèmes embarqués. Nous allons présenter ici différentes solutions permettant de diminuer cet encombrement. Pour les systèmes réflecteurs cela se traduit par une diminution de la distance focale.

De façon générale, pour réduire la distance focale, on place un deuxième réflecteur comme l'indique la figure (1.15). Lorsque le réflecteur secondaire est plan ou hyperbolique, on parle de montage de type Cassegrain. Du point de vue de l'optique géométrique, le sous-réflecteur crée une image de la source primaire au point focal du réflecteur principal. Généralement, les sous-réflecteurs sont de forme sphérique ou hyperboloïde. Le choix du sous-réflecteur dépend de la source primaire. Plus la source est directive, plus la taille du sous-réflecteur est réduite [7].

Les réflecteurs Cassegrain offrent des avantages en termes d'illumination, de pertes par débordement, de gain global et d'encombrement (diminution de moitié de l'encombrement par rapport à une solution classique). Cependant, l'effet du masquage augmente ainsi que la complexité mécanique qui va de paire avec le coût de fabrication. C'est pourquoi, son utilisation est limitée à des applications exigeant un gain très élevé.

Le remplacement du sous-réflecteur sphérique par un réflecteur plan (cf. figure (1.15)) permet de réduire la complexité de réalisation, et donc de prix; cependant l'effet de masquage devient important.

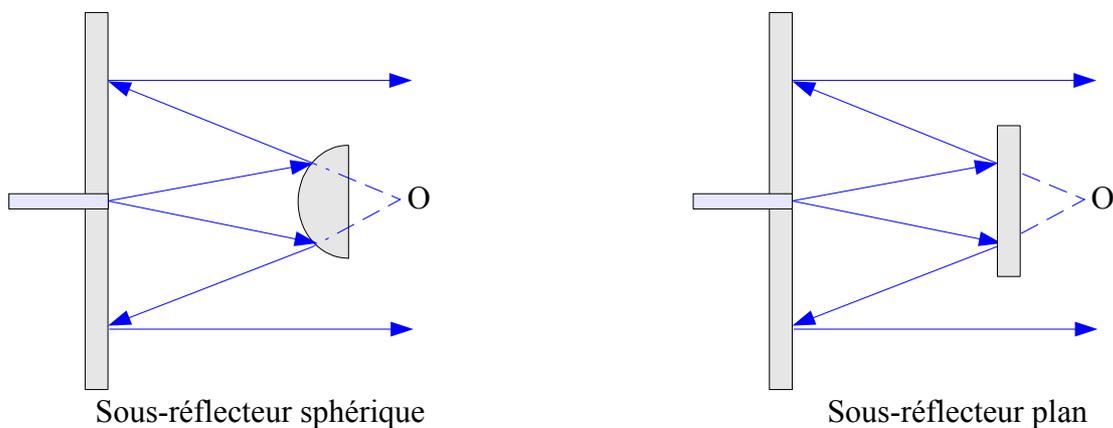


Figure 1.15: Réflecteurs Cassegrain

- Chapitre 1 - Grandes antennes millimétriques -

Pour pallier à cet inconvénient, une solution proposée par le professeur Menzel [11][12] consiste à réduire fortement le phénomène de masquage et à réduire l'encombrement de moitié. Le principe de fonctionnement est basé sur le changement de polarisation effectué par le réflecteur principal.

Le double réflecteur proposé dans [11] [12] (figure 1.16) est constitué de deux réflecteurs. Le premier réflecteur, également appelé réflecteur principal, résout deux problèmes: tout d'abord, il focalise l'énergie dans la direction souhaitée; ensuite, il impose une rotation du champ électrique de 90° . Le deuxième réflecteur est une grille semi-réfléchissante qui permet de réfléchir le champ électrique issu d'une polarisation et de laisser passer la polarisation perpendiculaire à celle-ci (par exemple polarisation verticale et horizontale). Le fonctionnement d'un double réflecteur peut se résumer ainsi: les ondes provenant de la source primaire sont réfléchies par la grille semi-réfléchissante, elles arrivent sur le réflecteur principal qui les renvoie avec une polarisation tournée de 90° . Après cette deuxième réflexion, ces ondes vont alors traverser la grille et se propager dans l'espace en focalisant l'énergie dans la direction souhaitée.

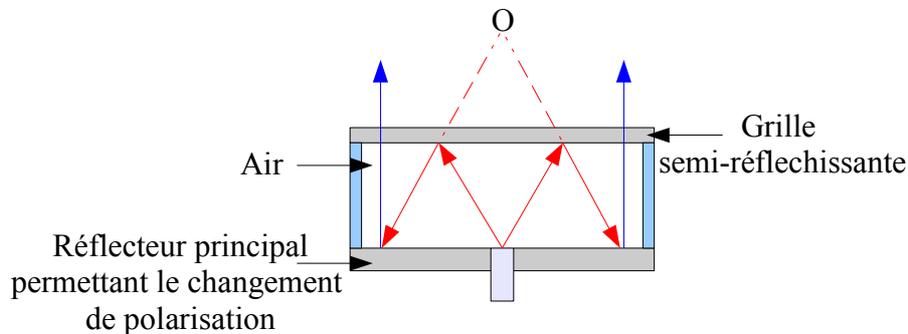


Figure 1.16: Principe du double réflecteur de Menzel

Le réflecteur principal est basé sur l'utilisation de *patches* de forme rectangulaire pour tourner la polarisation des ondes incidentes d'un angle de 90° . Pour obtenir un changement de polarisation, les *patches* rectangulaires doivent satisfaire une condition: la phase du champ réfléchi par une onde incidente perpendiculaire au grand côté du *patch* doit être déphasée de 180° par rapport à celle du champ réfléchi pour une onde incidente parallèle au grand côté.(cf. figure 1.17).



Figure 1.17: Conditions pour changer la polarisation

Le changement de polarisation s'effectue de la manière suivante: lorsque le *patch* rectangulaire est tourné d'un angle de 45° par rapport au champ électrique de la source, le vecteur champ électrique incident peut se décomposer en deux composantes: parallèle ($E_{r//}$) et perpendiculaire ($E_{r\perp}$) au grand côté du *patch* (figure 1.18). Les champs incident E_i et réfléchi E_r s'écrivent:

$$E_i = E_{i//} + E_{i\perp}$$

- Chapitre 1 - Grandes antennes millimétriques -

$$E_r = E_{r\parallel} + E_{r\perp}$$

En tenant compte des conditions aux limites de l'interface air-métal et du déphasage induit par le *patch*, on peut écrire:

$$E_{r\parallel} = -E_{i\parallel} e^{i\phi_{\parallel}}$$

$$E_{r\perp} = -E_{i\perp} e^{i\phi_{\perp}}$$

Avec $\phi_{\perp} = 0^{\circ}$ et $\phi_{\parallel} = 180^{\circ}$ d'où:

$$E_r = E_{i\parallel} - E_{i\perp}$$

Le champ total réfléchi est donc perpendiculaire au champ incident. C'est la polarisation que laisse passer la grille semi-réfléchissante comme nous allons le voir.

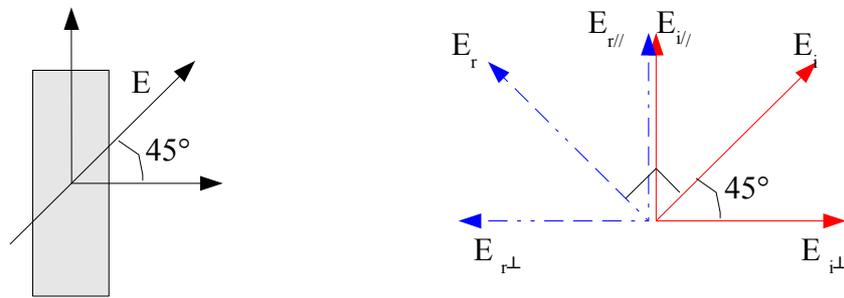
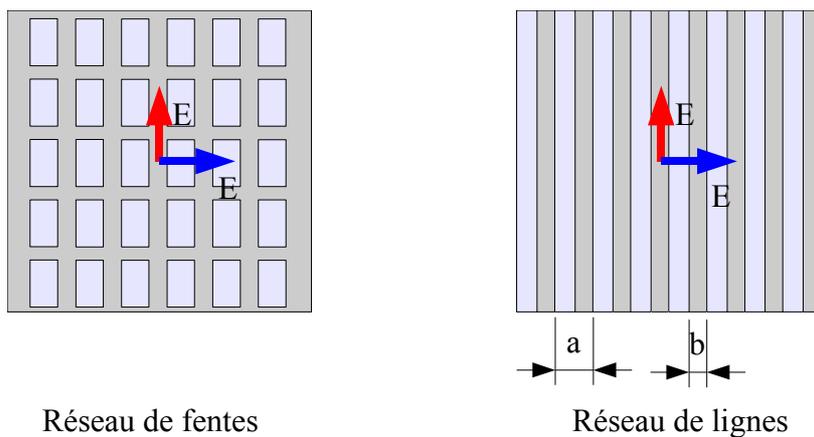


Figure 1.18: Principe du changement de polarisation

La grille semi-réfléchissante est un réflecteur qui permet de réfléchir la totalité des ondes pour une polarisation et de laisser passer uniquement la polarisation orthogonale (cf. figure 1.16). La grille semi-réfléchissante peut être soit un réseau de fentes, soit un réseau de lignes microrubans dont les paramètres a et b sont ajustés afin de ne permettre le passage que d'une seule polarisation, en l'occurrence ici la polarisation horizontale (figure 1.19).



Réseau de fentes

Réseau de lignes

Figure 1.19: Grille semi-réfléchissante

→ Le champ ne traverse pas la grille semi-réfléchissante

→ Le champ traverse la grille semi-réfléchissante

Après avoir vu différents types d'antennes réflecteurs, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux solutions utilisant la technologie imprimée et notamment les différentes méthodes de contrôle de la phase réfléchie.

- **Variation de longueur d'un stub attaché à l'antenne élémentaire**

La méthode de contrôle de la phase réfléchie par l'ajout de différentes longueurs de stub attaché à un *patch* rectangulaire a été proposée en 1987 (figure 1.20) [13]. Chaque antenne élémentaire est de taille identique et optimisée pour résonner à la fréquence souhaitée. A la résonance, l'énergie incidente est transmise au stub et se réfléchit sur l'extrémité de celui-ci. L'énergie réfléchie est rayonnée avec un déphasage proportionnel à la longueur du stub. L'ajout d'un stub permet de réaliser un *reflectarray* en polarisation linéaire [14], à double polarisation [15], ou encore en polarisation circulaire [15].

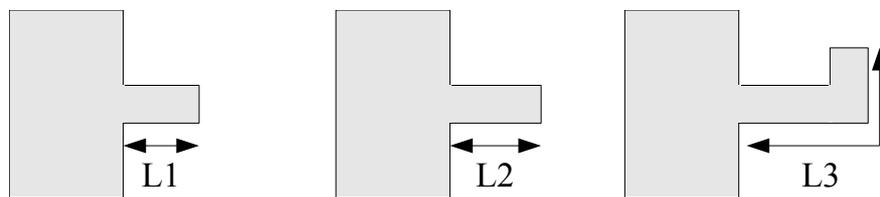


Figure 1.20: Contrôle de la phase des éléments par l'ajout d'un stub

- **Variation de la taille de l'antenne élémentaire**

Le changement de taille de l'antenne élémentaire peut faire varier la phase réfléchie (figure 1.21). Ce dernier provoque un décalage de la fréquence de résonance ce qui entraîne une modification de la phase réfléchie. L'antenne élémentaire peut être un *patch* rectangulaire, circulaire ou un dipôle.

Cette technique de contrôle de la phase a été introduite par Pozar [10], puis développée par plusieurs auteurs pour en améliorer les caractéristiques en polarisation linéaire [10], [16], en double polarisation linéaire [17], notamment en augmentant la plage de phase [17]. Cette méthode de variation de phase se révèle intéressante comparée à l'ajout de stub. En effet, elle permet d'obtenir une bande passante plus importante.

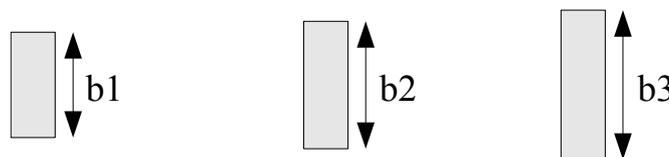


Figure 1.21: Commande de la phase des éléments par variation de la taille

- **Variation de l'orientation de l'antenne élémentaire**

Cette méthode peut être appliquée pour la polarisation linéaire [18], mais surtout circulaire. Elle consiste en un changement de phase par rotation des éléments rayonnants (figure 1.22). Elle est décrite dans le cas d'une antenne à l'émission par Oberhart et Lo [19]. Ce principe a été utilisé et validé pour les antennes à réseaux réflecteurs [20]. La rotation physique d'une antenne d'un angle ψ

permet de fournir un déphasage de 2ψ , ce qui peut être expliqué par la redistribution du courant sur le *patch* qui fournit une avance ou un retard de phase réfléchi proportionnel à la rotation physique subie par l'antenne.

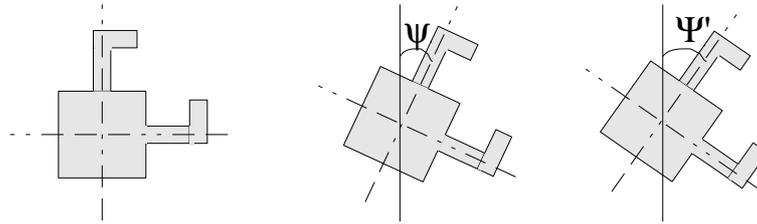


Figure 1.22: Contrôle de la phase des éléments par rotation

- **Ajout de composants actifs**

D'autres méthodes permettent de contrôler la phase. L'une d'elle consiste à monter sur chaque élément du réflecteur une diode varactor sur son bord [21]. L'élément est présenté ci-dessous:

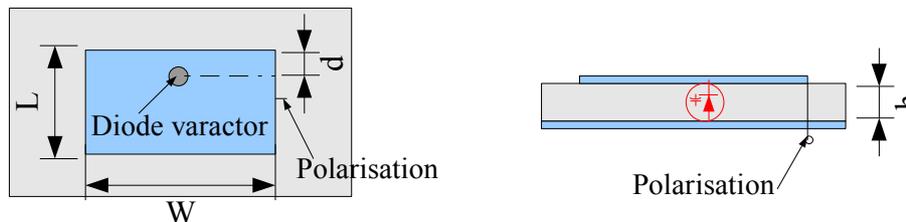
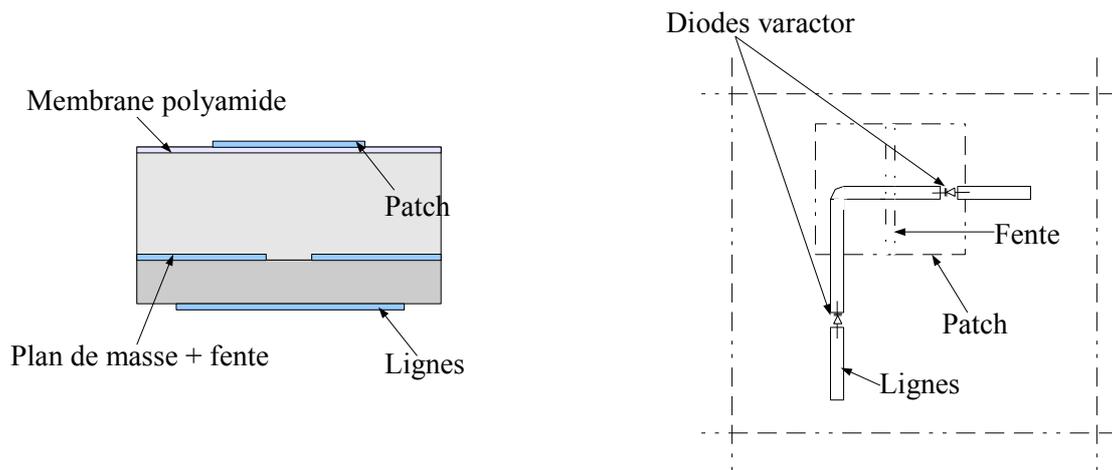


Figure 1.23: Varactor monté sur le patch microstrip

Le varactor permet le contrôle de la tension qui va introduire une réactance capacitive variable et donc modifier la longueur électrique du *patch*. En ajustant électriquement la capacité de la diode, la fréquence de résonance de l'antenne peut alors varier à l'intérieur d'une plage donnée. Ce petit décalage de la fréquence de résonance introduit par la diode, change la phase réfléchi de l'élément.

Afin d'obtenir un *reflectarray* à balayage électronique, Riel et Laurin [22] ont apporté une solution inspirée de celle proposée par Bialkowski et Song [23], qui consiste à utiliser un *patch* microruban résonant associé à une fente et à une ligne de transmission chargée par deux diodes varactors (figure 1.24.a et b).

En faisant varier la tension au borne du varactor, la capacité de celle-ci varie, ce qui permet de contrôler la phase réfléchi par la cellule. Les auteurs arrivent ainsi à couvrir les 360° de correction de phase. Il est cependant nécessaire de souligner que ce prototype a été réalisé pour fonctionner en bande C et non en bande W. Les diodes varactors ne peuvent pas être utilisées pour des fréquences supérieures à 15 GHz en raison des pertes devenant trop importantes. Il faudrait pour cela avoir recours à l'utilisation de varactors MEMS.



*Figure 1.24.a:
Element du réflectarray (vue de côté)*

*Figure 1.24.b:
Element du réflectarray (vue de dessus)*

Enfin, une technique basée sur la variation de l'orientation de l'antenne élémentaire associant des commutateurs à base de MEMs permet un contrôle dynamique de la phase. Cette méthode [24], adaptée à la polarisation circulaire, consiste à travailler avec un réseau d'éléments identiques qui ont subi des rotations différentes. La propriété utilisée est la suivante: la réponse d'un élément à un champ polarisé circulairement dépend de l'orientation de cet élément. Ce qui signifie que pour une inclinaison de α , le déphasage de l'élément de l'antenne sera de 2α . Sur la figure 1.25 est représenté le schéma d'une cellule à 6 états de phase [25].

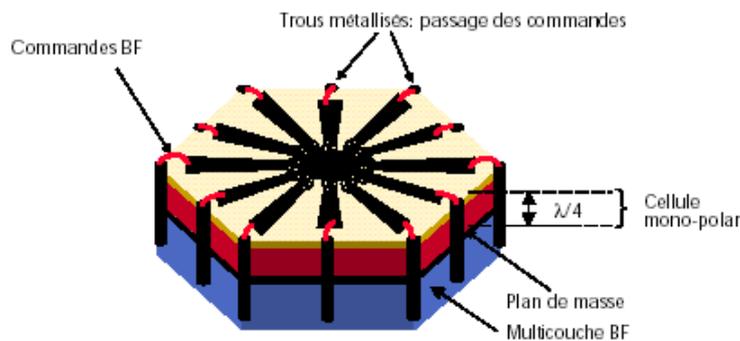


Figure 1.25: Cellule à 6 états de phase [25]

La partie supérieure est composée de dipôles disposés de manière concentrique autour d'une pastille centrale. Cette partie est située à une hauteur de $\lambda/4$ par rapport au plan de masse. Deux éléments opposés sont reliés entre eux grâce à des commutateurs à base de MEMs faible perte, de manière à créer un dipôle résonnant.

Le dipôle actif réfléchit la composante parallèle du champ incident, alors que la composante orthogonale est réfléchi par le plan de masse. Une distance de $\lambda/4$ entre la partie où se trouvent les dipôles et celle contenant le plan de masse garantit une polarisation circulaire. Le déphasage obtenu (figure 1.26) dépend alors de l'orientation du dipôle ainsi construit.

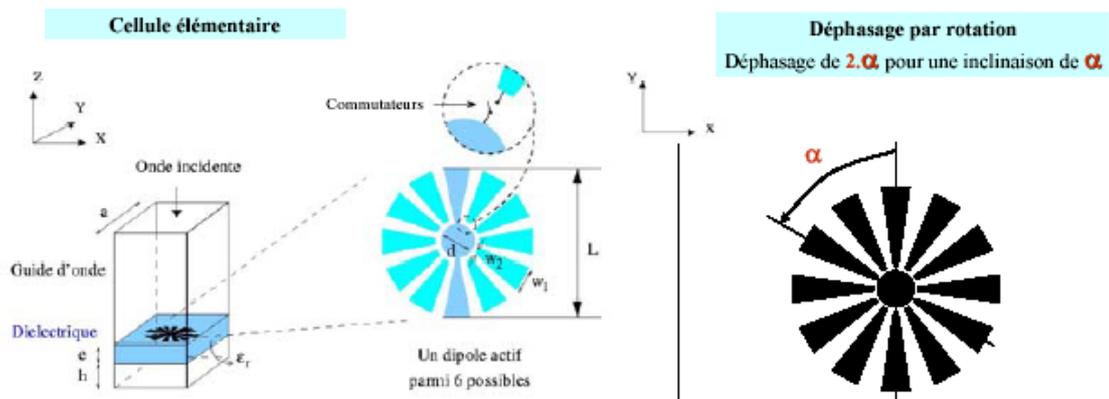


Figure 1.26: Explication du déphasage par rotation [25]

Pour résumer, l'apparition des *reflectarrays* a constitué une grande innovation permettant le remplacement des réflecteurs classiques pour la conception d'antennes très directives. Malgré tout, il y a des inconvénients par rapport aux réflecteurs paraboliques: moins d'efficacité, moins de bande passante. Ils présentent cependant de grands avantages: faible encombrement, faible poids, faible épaisseur, faible coût, facilité de fabrication et une bonne polarisation croisée.

III – Spécificités radioélectrique des antennes

Jusqu'à présent nous nous sommes intéressés aux antennes dont les caractéristiques permettaient d'obtenir des diagrammes de rayonnement très directifs avec des niveaux de lobes secondaires très faibles. Dans ce chapitre, nous verrons qu'il est possible d'obtenir notamment à partir d'antennes de types *reflectarrays* d'autres types de diagramme de rayonnement [26], notamment des diagrammes en cosécante carrée ou encore des antennes présentant un diagramme sectoriel. Ces spécificités de diagrammes sont intéressantes notamment pour des applications radars dans lesquelles le LEAT sera impliqué dans les prochaines années.

III.1 Antenne à diagramme en cosécante carrée

III.1.1 Domaine d'applications

A l'origine, ce type de diagramme a été utilisé pour les radars de veille et d'altimétrie. Un avion se déplaçant à une altitude constante doit renvoyer la même image quelque soit sa distance par rapport au radar. Ainsi, si un avion se déplace le long de la droite (D) à une altitude constante H (figure 1.27), la puissance reçue par le radar (placé en O) doit être identique qu'il se trouve en A ou en B, c'est à dire quelque soit l'angle θ .

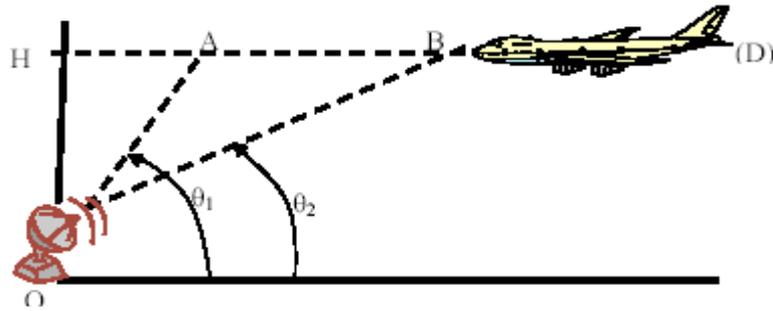


Figure 1.27: Schéma de principe dans la configuration « radar »

On se propose de déterminer le gain de l'antenne d'émission afin d'obtenir de telles performances.

III.1.2 Expression du gain

Le bilan de liaison entre deux antennes est donné par la formule de FRIIS (1.11)

$$Pr = Pe + Ge + Gr + 20 \log\left(\frac{\lambda}{4\pi R}\right) \quad (1.11)$$

avec: Pr et Pe : Puissances reçue et émises en dB

Ge et Gr : Gain des antennes d'émission et de réception en dB

λ : longueur d'onde dans le vide à la fréquence de travail

R : distance entre l'émetteur et le récepteur en m

Afin d'obtenir une puissance constante entre les points A et B, il faut résoudre l'équation (1.12):

$$Pr = Pe + Ge + Gr + 20 \log\left(\frac{\lambda}{4\pi R}\right) = \text{Constante} \quad (1.12)$$

Sachant que Pe , Gr et λ sont fixés, on obtient l'équation (1.13):

$$Ge = A - 20 \log\left(\frac{\lambda}{4\pi R}\right) \quad (1.13)$$

où A étant une constante.

Cette équation doit être vérifiée quelque soit la distance R entre l'émetteur et le récepteur pour R compris entre H et R_{max} .

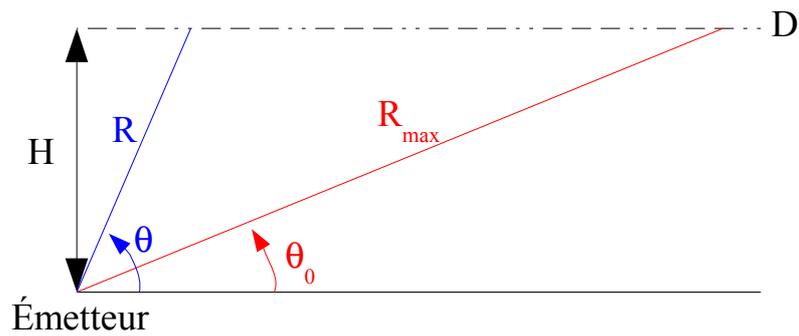


Figure 1.28: Schéma de principe

Or, le gain de l'émetteur doit être maximum dans la direction de la distance maximale. On obtient alors $G_{e_{max}}$ lorsque R est égal à R_{max} et le gain de l'émetteur s'écrit donc:

$$G_{e_{max}} = A - 20 \log \left(\frac{\lambda}{4\pi R_{max}} \right) \quad (1.14)$$

La résolution du système d'équations (1.13) et (1.14) nous donne l'expression du gain de l'antenne d'émission:

$$G_e(R) = G_{e_{max}} + 20 \log \left(\frac{R}{R_{max}} \right) \quad (1.15)$$

or:

$$\sin \theta = \frac{H}{R} \text{ et } \sin \theta_0 = \frac{H}{R_{max}}$$

d'où:

$$G_e(R) = G_{e_{max}} + 20 \log \left(\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta} \right) \quad (1.16)$$

et

$$G_e = G_{e_{max}} + 10 \log \left(\frac{\operatorname{cosec}^2(\theta)}{\operatorname{cosec}^2(\theta_0)} \right) \quad (1.17)$$

avec: $\operatorname{cosec}(\theta) = \frac{1}{\sin(\theta)}$

$G_{e_{max}}$: le gain maximum de l'antenne d'émission

θ_0 : l'angle minimum, c'est à dire définissant la distance maximum de détection.

Ce type de diagramme est appelé diagramme en cosécante carrée. En appliquant à nouveau la formule de FRIIS, on peut vérifier que la puissance reçue est constante.

$$Pr = Pe + Gr + Ge_{max} + 20 \log\left(\frac{\lambda \sin(\theta_0)}{4\pi H}\right) \quad (1.18)$$

Cette expression est indépendante de R (distance entre l'émetteur et récepteur) et de θ . Le bilan de liaison est donc constant, quelle que soit la distance entre l'émetteur et le récepteur, pourvu que celle-ci soit inférieure à une distance R_{max} définie par l'angle θ_0 . Ce type d'antenne va donc permettre de compenser les effets de la propagation et de répartir l'énergie de manière homogène le long de la droite (D). Pour obtenir ce diagramme, il faut être en mesure de proposer une loi de phase particulière, de manière à obtenir un diagramme en forme de cosécante carrée. Le *reflectarray* constitue un bon candidat car il est possible d'obtenir la loi de phase souhaitée en jouant sur les dimensions des *patches* du réseau réflecteur contrairement aux lentilles et aux réflecteurs paraboliques. Le principe général de cette antenne sera détaillé dans le chapitre 2.

III.2 Antenne à diagramme sectoriel

Cette antenne est intéressante pour couvrir une large zone quand on veut par exemple optimiser la couverture d'une station de base. Là encore, les réseaux réflecteurs sont d'excellents candidats. En appliquant la loi de phase adéquate sur chaque *patch* du *reflectarray*, il est possible d'obtenir un diagramme de rayonnement sectoriel. En se basant sur un réflecteur replié, décrit par le professeur Menzel [11] [12], Zornoza a proposé une structure dont le diagramme de rayonnement en azimuth correspond à un diagramme sectoriel dans le cadre d'une application pour une station de base LMDS (*Local Multipoint Distribution Services*) [27]. La figure suivante représente le réflecteur replié et le diagramme de rayonnement ainsi obtenu.

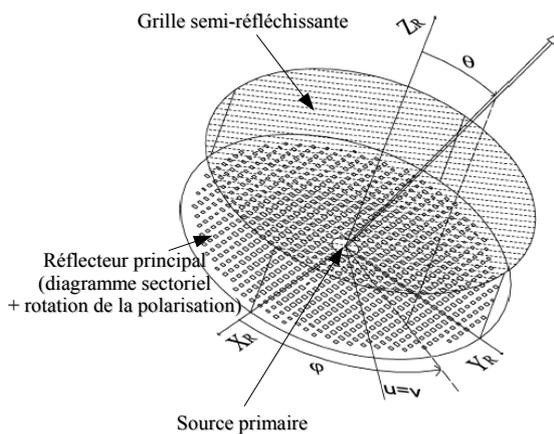


Figure 1.29.a: Schéma du réflecteur [27]

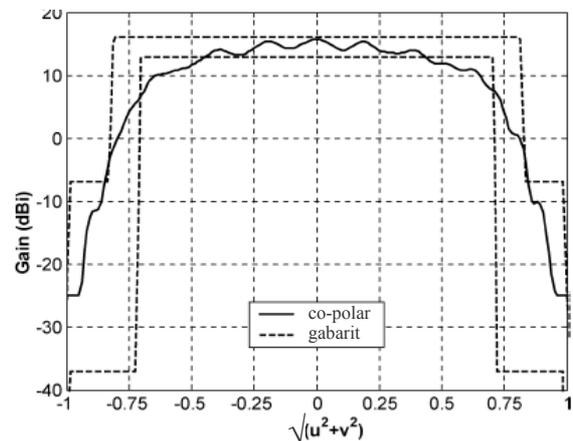


Figure 1.29.b: Diagramme sectoriel obtenu [27] avec $u = \sin(\theta) \cos(\phi)$ et $v = \sin(\theta) \sin(\phi)$

IV – Conclusion

Dans le domaine millimétrique, le problème majeur concerne la faisabilité de fabrication de l'antenne. En effet, plus la fréquence augmente, plus l'antenne devient petite et plus la réalisation est difficile, ce qui exige une bonne précision dans la fabrication. Il est également nécessaire de choisir une solution qui limite les pertes.

Comme nous l'avons constaté dans ce chapitre, utiliser un réseau d'antennes alimenté par lignes n'est pas recommandé en bande W en raison des pertes métalliques et diélectriques qui dégradent l'efficacité et augmentent le niveau des lobes secondaires.

La solution qui consiste à associer une source primaire avec une lentille ou un réflecteur classique présente certains avantages: une très bonne efficacité, une large bande passante. Ce type d'antenne est cependant difficile à fabriquer ce qui en augmente le coût. Si l'on veut une solution faible coût où la bande passante n'est pas une priorité pour l'application, l'utilisation d'une source associée à un réflecteur plan ou à une lentille plate constitue une solution intéressante. Il faut cependant noter que la réalisation d'une lentille à zones est rendue compliquée par la gravure du substrat et l'usinage mécanique. C'est pourquoi nous avons choisi de plus particulièrement nous intéresser aux *reflectarray*.

La performance d'un réseau réflecteur dépend beaucoup du contrôle de la phase réfléchi. Aux longueurs d'ondes millimétriques, la taille de l'antenne élémentaire devient petite, ce qui demande une grande précision dans la réalisation avec une faible tolérance de la machine de fabrication. La méthode qui consiste à utiliser un stub relié à l'antenne n'est plus possible car le stub est très fin, ce qui entraîne une grande erreur de fabrication, une augmentation des pertes et une dégradation du diagramme de rayonnement. La solution qui consiste à utiliser des composants actifs pour contrôler la phase est une méthode très intéressante car elle permet d'effectuer du dépointage électronique. Mais elle reste limitée à des bandes de fréquences moins élevées (dans le cas des *patches* associés à des diodes varactors) ou alors très coûteuses et relativement complexe en bande millimétriques, notamment dans le cadre d'application spatiale, puisque elle fait appel à l'utilisation de MEMS.

Le contrôle de la phase, qui sera évoqué dans ce rapport, se fera par la variation de la taille de l'antenne élémentaire. Il convient de rappeler qu'une caractéristique essentielle de cette méthode concerne la grande sensibilité de la phase réfléchi en fonction de la taille de l'élément. Une augmentation de l'épaisseur du substrat constitue un moyen [16] de diminuer la sensibilité de la phase, qui s'effectue alors au détriment de la plage de phase. En utilisant différentes lois de phases, il est ainsi possible d'obtenir différents types de diagrammes de rayonnement (directif, cosécante, sectoriel) utiles pour diverses applications: RADAR, communications indoor, satellite.

Après avoir dressé dans ce chapitre, un état de l'art des différentes antennes dans la bande millimétrique en général, et des réseaux réflecteurs en particulier, nous allons présenter par la suite, l'outil de modélisation que nous avons développé pour ces antennes afin d'étudier l'influence de divers paramètres tels que la loi d'illumination du réflecteur ou encore un éventuel *offset* de la source primaire.

Références du chapitre 1

- [1] www.eudil.fr/.../hyper/images/spectreem.gif
- [2] P. BHARTIA - I.J. BAHL, "Millimeter wave engineering and applications", John Willey & Sons Interscience Publication, ISBN: 0-471-87083-8
- [3] P. BARTHIA- K.V.S. RAO- R.S TOMAR, "Millimeter wave microstrip and printed circuit antennas", Artech house, ISBN: 0-890-06333-8
- [4] B.D NGUYEN, C. MIGLIACCIO, C. PICHOT, "94 GHz zonal ring reflector for helicopter collision avoidance", Electronics Letters, 40, pp.1241-1242, september 2004
- [5] E. ROUBINE, J.CH BOLOMEY, "Antennes - introduction générale", , ISBN: 2-225-80625-X
- [6] M. Ando and N. Goto, "A High gain and High efficiency single-layer slotted waveguide array for use in 22 GHz band for entrance radio relay system in mobile communications", IEEE AP-S Int. Symp, , pp.996-999, July 1996
- [7] C.A BALANIS, "Antenna Theory, Analysis & Design", John Willey & Sons, ISBN: 0-471-59268-4
- [8] http://www.espace-sciences.org/jsp/fiche_article.jsp?STNAV=&RUBNAV=&CODE=1136884930460&LANGUE=0&RH=MAGAZINE
- [9] D.G BERRY, R.G MALECH, W.A KENNEDY, "The reflectarray antenna", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.11, pp.645-651, november 1963
- [10] D.M. POZAR, T.A METZLER, "Analysis of a reflectarray antenna using microstrip patches of variable size", Electronics letters, vol.29, pp.657-658, april 1993
- [11] W. MENZEL, D. PILZ, R. LEBERER, "A 77 GHz FM/CW radar front-end with a low-profile lowloss printed antenna", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol.47, pp.2237-2241, december 1999
- [12] W. MENZEL, D. PILZ, M. AL-TIKRITI, "Millimeter wave folded reflector antennas with high gain, low loss and low profile", IEEE Antennas and Propagation Magazine, vol.44, pp.245-249, june 2002
- [13] R.E MUNSON and H. DADDAD, "Microstrip reflectarray for satellite communication and RCS enhancement or reduction", U.S. PATENT 4684952
- [14] D.C CHANG and M.C HUANG, "Microstrip reflectarray antenna with offset feed", Electronics Letters, vol.28, pp.1489-1491, july 1992
- [15] D.C CHANG and M.C HUANG, "Multiple polarisation microstrip reflectarray antenna with high efficiency and low cross-polarisation", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.43, pp.829-834, august 1995
- [16] D.M. POZAR, S.D TARGONSKI and H.D SYRIGOS , "Design of millimeter wave microstrip reflectarrays", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.45, pp.287-295, february 1997

- Chapitre 1 - Grandes antennes millimétriques -

- [17] J.A. ENCINAR, "Design of two layer printed reflectarrays using patches of variable size", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.49, pp.1403-1410, october 2001
- [18] R.LEBERER, W.MENZEL, "A novel mm-wave dual reflector antenna with omnidirectional radiation pattern", Journées Internationales de Nice sur les Antennes 2002
- [19] M.L OBERHART and Y.T LO, "Simple method of experimentally investigating scanning microstrip antenna arrays phase-shifting devices", Electronics Letters, vol.25, pp.1042-1043, august 1989
- [20] J.HUANG and R.J POGORZELSKI, "Microstrip reflectarray with elements having variable rotation angles", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.46, pp.650-655, may 1998
- [21] G.AMENDOLA, G.ANGIULLI, L.BOCCIA, S.COSTANZO, G.DI MASSA, F.VENNERI, "Microstrip reflectarrays as versatile solution for beam-scanning and multi-beam applications", 2002
- [22] M. RIEL, J6J. LAURIN, "Design of an Electronically Beam Scanning Reflectarray Using Aperture-coupled Elements", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.55, pp.1260-1266, may 2007
- [23] M.E. BIALKOWSKI, H.J SONG, "Dual linearly polarized reflectarray using aperture coupled microstrip patches", Proc. IEEE AP-S Symp. 2001
- [24] H. LEGAY, B.PINTE, E.GIRARD, R.GILLARD, M.CHARRIER, A.ZIAEI, "Low Loss Steerable Reflectarray antenna for Space application", 25th ESA Antenna Workshop on Satellite Antenna Technology 2002
- [25] E.GIRARD, R.GILLARD, H.LEGAY, B.PINTE, A.ZIAEI, M.CHARRIER, "Une procédure de simulation en champ lointain pour les réseaux réflecteurs", Journée Nationales Microondes 2003
- [26] O. M. BUCCI, G. MAZZARELLA, G. PANARIELLO, "Reconfigurable Arrays by Phase-Only Control", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.39, pp.919-925, july 1991
- [27] J.A ZORNOZA, R. LEBERER, J. ENCINAR, W. MENZEL, "Folded Multilayer Microstrip Reflectarray with Shaped Beam", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.54, pp.510-517, february 2006

CHAPITRE 2:

***M**ODÉLISATION DES RÉSEAUX RÉFLECTEURS PAR
LA MÉTHODE D'OUVERTURE ÉQUIVALENTE*

Contexte

Description du problème (schéma du trajet des rayons)

Obtention du diagramme de rayonnement

Validations et performances

Prise en compte de la tolérance de fabrication

Conclusion

I – Contexte

La nécessité de disposer d'outils de modélisation rigoureuse s'est accrue avec le développement accéléré des réseaux réflecteurs ces dix dernières années [1] ainsi que l'insertion de fonctions de plus en plus complexes [2] tels les circuits actifs ou encore la synthèse de diagramme [3]. L'ajout de fonctions actives est largement décrite par Bialkowski en réflexion [4][5] ou en transmission [6]. La complexité de la structure d'alimentation des cellules du réseau est prise en compte par une approche guide d'ondes qui repose sur la simulation d'une cellule unique [7][8]. Une approche alternative repose sur la formulation numérique rigoureuse [9] (*Full Wave Analysis*). Cependant, la taille des réseaux réflecteurs que l'on peut simuler actuellement avec les logiciels commerciaux est limitée (par exemple sur un PC Pentium IV 3 GHz possédant 2 Go de RAM, la taille maximale du réflecteur que l'on peut simuler, est de l'ordre de 7λ).

Nous avons donc développé un programme de simulation de réflecteurs plans par la méthode de l'ouverture équivalente. Des études antérieures ont montré l'acuité d'une telle modélisation pour des ouvertures grandes par rapport à la longueur d'onde [10]. Des méthodes similaires combinées à une Méthode des Moments destinée à calculer les courants sur le circuit d'alimentation ont été développées pour des antennes diélectriques intégrées [11]. Le cas des réflecteurs imprimés est un peu différent de celui des ouvertures dans la mesure où de nombreux éléments cohabitent sur un même substrat. Leur proximité peut induire l'apparition d'un couplage qui n'est pas pris en compte dans notre méthode. Nous verrons cependant qu'elle permet un gain de temps considérable car elle donne de bons résultats en fonction de différents paramètres de l'antenne tels que la loi d'illumination du réflecteur, la présence d'un éventuel *offset*, la taille des cellules du réseau réflecteur ou encore l'effet de masquage.

Avant de détailler les études menées, nous rappelons quelques définitions importantes concernant les systèmes focalisants. La source primaire illumine le réflecteur (ou la lentille en transmission) selon un cône limité de demi-angle θ_0 comme indiqué en figure 2.1.

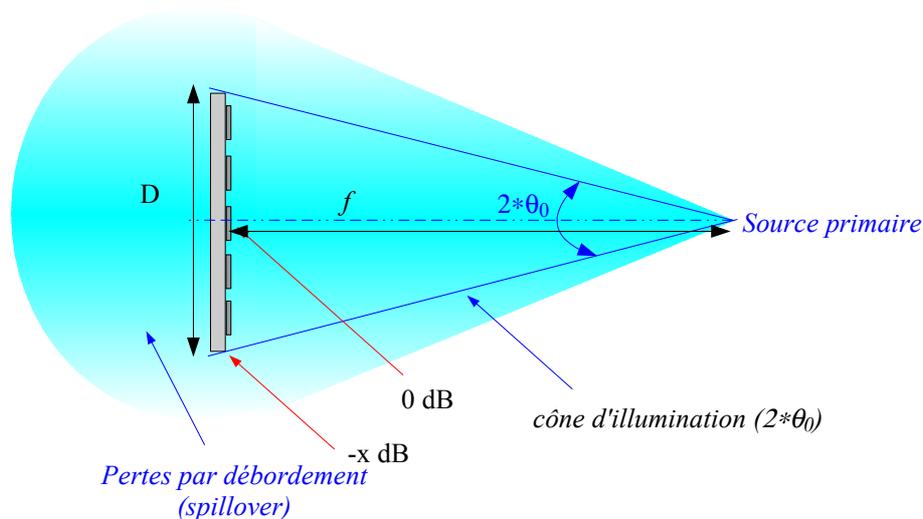


Figure 2.1: pertes par débordement et efficacité de cône

Il est directement lié à la distance focale et au diamètre du réflecteur:

$$\tan \theta_0 = \frac{D}{2f} \quad (2.1)$$

Pour une antenne quelconque, l'efficacité totale de l'antenne (η_{tot}) est définie comme le rapport entre la puissance rayonnée (P_{ray}) et la puissance d'alimentation (fournie à l'antenne) notée P_a .

$$\eta_{tot} = \frac{P_{ray}}{P_a} \quad (2.2)$$

Soit P_{0ray} , la puissance dispensée à tout l'espace par la source primaire (figure 2.2), on définit l'efficacité d'ouverture (η_a) comme le rapport entre la puissance rayonnée par le réflecteur (P_{ray}) et celle de la source primaire (P_{0ray}).

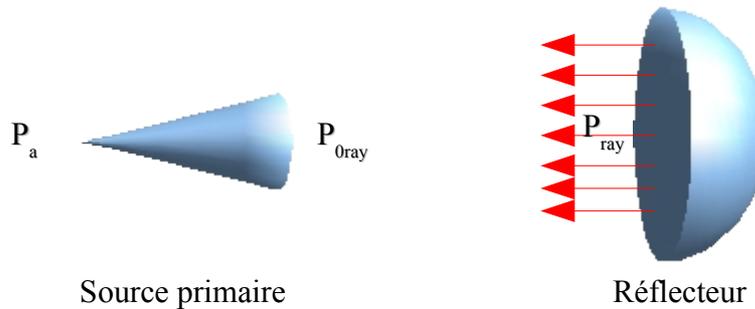


Figure 2.2: Définition puissance d'alimentation et puissance rayonnée

Pour une antenne idéale à savoir une ouverture dans un plan métallique infini avec une distribution du champ uniforme à l'intérieur, l'efficacité d'ouverture vaut 1. En pratique plusieurs facteurs viennent dégrader cette valeur [12]:

- le débordement du diagramme de rayonnement de la source primaire en dehors de la surface du réflecteur est responsable des pertes par débordement (*spillover*) caractérisées par l'efficacité de débordement (η_s),
- l'uniformité de l'amplitude de la loi d'illumination (*taper efficiency*) caractérisée par l'efficacité de cône (η_t),
- l'uniformité de la phase de la loi d'illumination (*phase efficiency*) caractérisée par l'efficacité de phase (η_p),
- l'uniformité de la polarisation de la loi d'illumination (*polarization efficiency*) caractérisée par l'efficacité de polarisation (η_x),
- le masquage de la source primaire (*aperture blockage*) caractérisé par l'efficacité de masquage (η_b),
- l'uniformité de la surface du réflecteur (*random error*) caractérisée par l'efficacité (η_r),
- les pertes des matériaux diélectriques et/ou métalliques caractérisés par l'efficacité (η_m).

nous en déduisons :

$$\eta_a = \eta_s \eta_t \eta_p \eta_x \eta_b \eta_r \eta_m \quad (2.3)$$

A ces pertes il faut ajouter celles de la source primaire ainsi qu'une éventuelle désadaptation d'impédance de l'antenne (réflecteur ou lentille + source primaire). En règle générale, les antennes sont conçues pour présenter une bonne adaptation, posséder des diagrammes symétriques, des centres de phase alignés, un masquage, une polarisation croisée et une erreur d'état de surface minimaux. Les pertes restantes, incompressibles sont liées à l'efficacité de débordement et à l'efficacité de cône. Ces dernières peuvent être calculées pour un réflecteur plan de forme circulaire illuminé par une loi dont la densité de puissance est en $\cos^n \theta$, ce qui correspond assez bien au cas de guides ouverts que nous utiliserons par la suite [3]:

$$\eta_s = 1 - \cos^{n+1} \theta_0 \quad (2.4)$$

$$\eta_t = \frac{2n}{\tan^2 \theta_0} \frac{(1 - \cos^{n/2-1} \theta_0)^2}{\left(\frac{n}{2} - 1\right)^2 (1 - \cos^n \theta_0)} \quad \text{pour } n \neq 2 \quad (2.5)$$

En négligeant certains paramètres tels que l'efficacité de phase, l'uniformité de la polarisation de la loi d'illumination, l'uniformité de la surface du réflecteur ou encore les pertes des matériaux diélectriques qui n'affectent que très peu l'efficacité totale de l'antenne, l'efficacité globale (η_a) du réflecteur peut être donnée par:

$$\eta_a = \eta_t * \eta_s \quad (2.6)$$

La figure 2.3.a représente cette efficacité pour différents angles de demi-cône d'ouverture θ_0 et pour n variant de 1 à 10. La forme de cloche s'explique par la variation opposée de l'efficacité de cône à l'efficacité de débordement (figure 2.3.b). Cette dernière est très élevée lorsque θ_0 est grand, c'est à dire, pour un diamètre de réflecteur donné, lorsque la distance focale est importante, ce qui nécessite une source primaire directive (n élevé). Cependant, pour θ_0 donné, l'efficacité de cône est d'autant plus faible que n augmente. D'une manière pratique, un compromis doit être trouvé en entre le rapport f/D (où f correspond à la distance focale et D au diamètre du réflecteur) et l'amplitude d'éclairement sur les bord du réflecteur. Lorsque le loi d'illumination ne varie pas en $\cos^n \theta$, les formules ci-dessus sont obsolètes et leur calcul plus complexe.

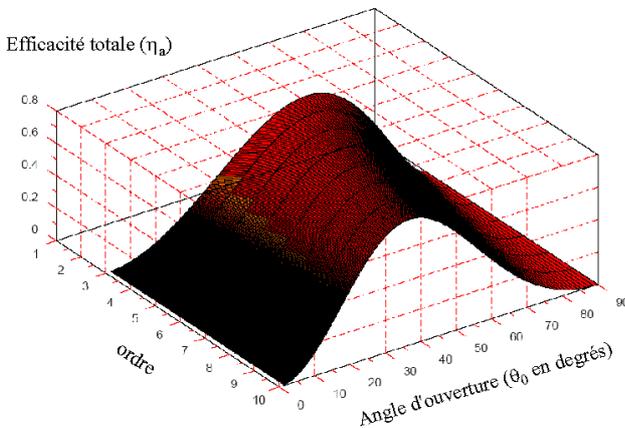


Fig. 2.3.a: efficacité totale en 3D

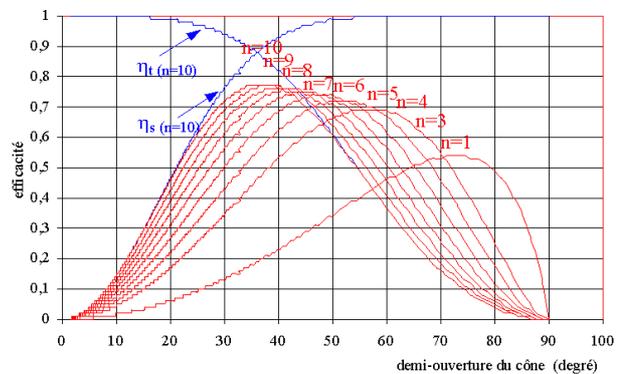


Fig. 2.3.b: efficacité globale (plans de coupe)

II – Description du problème

L'objectif de ce travail est de développer un outil de simulation facile à mettre en oeuvre, qui permette, en un temps réduit (de l'ordre de la dizaine de minutes pour simuler un réseau réflecteur de plusieurs dizaines de milliers de cellules) de concevoir des réseaux réflecteurs imprimés, et d'en prévoir le comportement en fonction de différents facteurs. Les paramètres pris en compte sont:

- l'influence de la loi d'illumination sur le réflecteur en amplitude et phase,
- un éventuel *offset* de la source primaire,
- la taille des cellules utilisées,
- le masquage,
- l'efficacité d'ouverture,
- le couplage entre la source primaire et le réflecteur.

Nous négligeons:

- l'éventuel couplage entre éléments du réseau,
- les pertes métalliques et celles du substrat,
- l'influence du diagramme de la source primaire en dehors de la zone d'illumination du réseau,
- la diffraction par les bords,
- l'amplitude réfléchi par une cellule (dans le programme, les cellules sont soumises à des amplitudes incidentes différentes données par la loi d'illumination mais nous supposons qu'elles réfléchissent l'intégralité de cette amplitude),
- les erreurs de phase dues aux tolérances de fabrication et à l'état de surface.

Grâce à ce programme nous sommes en mesure de concevoir des réseaux réflecteurs pointant dans une direction choisie en présence d'une source primaire prédéfinie, et d'en prévoir les comportements en fonction de différents paramètres. Le calcul du déphasage à appliquer sur chaque cellule s'effectue par le programme (figure 2.4). Les paramètres géométriques de la cellule sont déterminés par l'utilisation du logiciel de simulation (*Ansoft High Frequency Structure Simulator* version 10.1) comme nous le décrirons dans le chapitre 4.

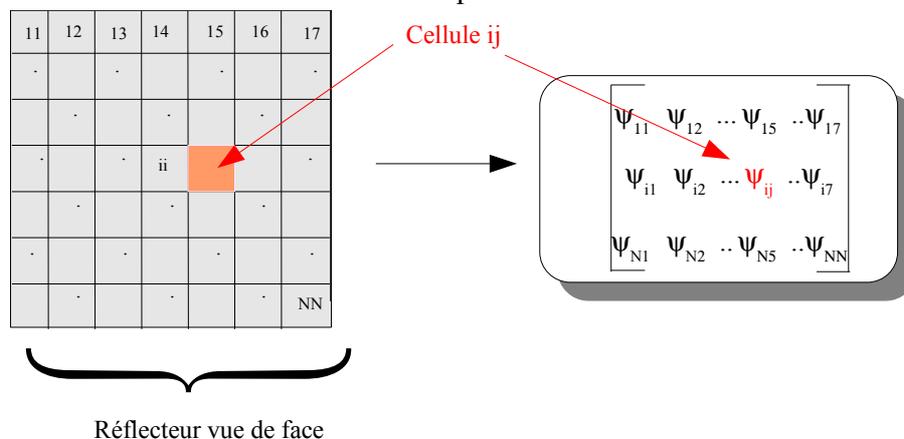


Figure 2.4: Découpage du réflecteur en cellules

Un réseau réflecteur dans sa configuration la plus simple, est constitué d'un substrat

- Chapitre 2 - Modélisation des réseaux réflecteurs par la méthode d'ouverture équivalente -

comprenant une face métallisée et d'éléments réflecteurs, que nous appellerons *patches* élémentaires, imprimés sur la seconde face du substrat comme représenté en figure 2.5.

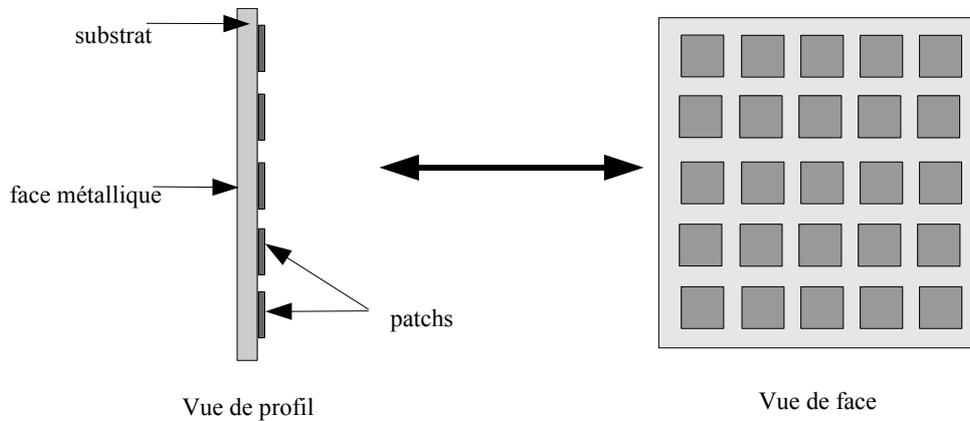


Figure 2.5: réseau réflecteur

L'intérêt principal des réseaux réflecteurs, et plus encore dans la gamme millimétrique, réside dans l'utilisation d'une alimentation quasi-optique. Ainsi, l'approche consistant à utiliser la théorie des rayons est celle la plus souvent mise en oeuvre pour leur conception [1]. Le principe est le suivant: les *patches* élémentaires doivent être optimisés pour corriger d'une part, les retards de phase de l'onde sphérique incidente sur le réflecteur, et d'autre part ceux de l'onde plane réfléchie dans la direction \vec{u}_0 (figure 2.6).

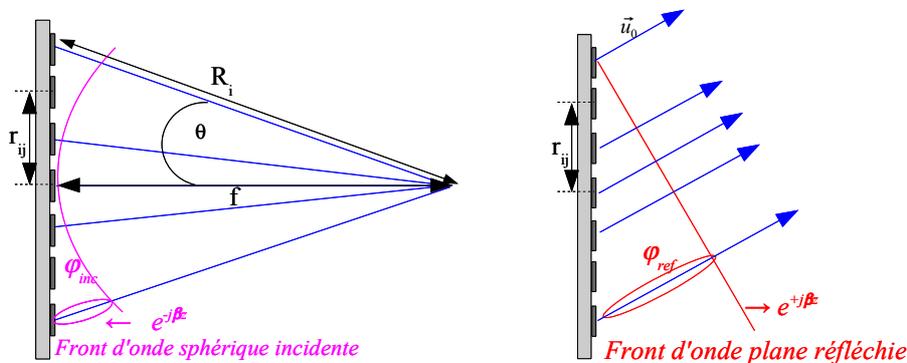


Figure 2.6: onde sphérique incidente et onde plane réfléchie dans la direction \vec{u}_0

Conformément aux propriétés de l'onde incidente sphérique, tous les rayons issus du point focal situés sur la sphère de rayon f , sont en phase. Le réseau est décomposé en cellules élémentaires dont le centre correspond au centre des *patches* du réseau; notons r_{ij} la distance entre le centre du réflecteur et celui de la cellule élémentaire (i,j) . La surface du réflecteur étant plane, les cellules ont des phases différentes les unes par rapport aux autres. Ce retard de phase se calcule simplement en évaluant la différence de trajet entre le rayon central issu du point focal ($\theta = 0^\circ$) et celui formant un angle θ non nul. Si nous choisissons comme phase de référence celle du rayon ($\theta = 0^\circ$) et si nous appelons φ_{inc} la phase du champ incident sur le *patch* correspondant au rayon R_i , nous avons par cellule:

$$kR_i = \varphi_{inc} \quad (2.7)$$

où k est le vecteur d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Notons que l'onde sphérique incidente possède une phase qui varie en e^{jkr} . De même, l'onde issue du réflecteur doit se propager en onde plane dans la direction \vec{u}_0 . Il faut alors compenser le retard de phase entre la surface du réflecteur et les points situés sur le plan d'onde qui correspondent aux équiphasés (figure 2.6). Notons φ_{ref} la phase associée au trajet parcouru par l'onde entre la surface du réflecteur et le plan d'onde, nous avons par cellule:

$$k \vec{r}_{ij} \cdot \vec{u}_0 = \varphi_{ref} \quad (2.8)$$

Nous pouvons faire plusieurs remarques:

- le rayon réfléchi le moins «retardé» est situé à l'extrémité du réflecteur et servira de référence pour l'onde réfléchie,
- si l'onde est réfléchie perpendiculairement au réflecteur (\vec{u}_0 perpendiculaire au plan du réseau), φ_{ref} est nul quel que soit le rayon ce qui simplifie la conception du réseau réflecteur mais pose d'autres problèmes, notamment celui du masquage par la source primaire.

Si nous ajoutons les deux retards précédents, en tenant compte des directions de propagation opposées, nous obtenons une phase totale ψ_{ij} telle que:

$$\psi_{ij} = \varphi_{inc} - \varphi_{ref} \quad (2.9)$$

En remplaçant par les expressions de ψ_{ij} et en écrivant la condition de compensation du retard total de phase, nous obtenons:

$$k (R_i - \vec{r}_{ij} \cdot \vec{u}_0) - \psi_{ij} = 2N\pi$$

Ainsi, nous déterminons la phase à appliquer sur chaque *patch*:

$$\psi_{ij} = \frac{2\pi}{\lambda} (R_i - \vec{r}_{ij} \cdot \vec{u}_0) \quad (2.10)$$

Notons que la compensation de phase s'effectue uniquement dans la direction \vec{u}_0 , qui est la direction privilégiée de rayonnement définie par l'utilisateur. Nous avons illustré le principe de compensation de phase avec une source primaire centrée, il est également applicable si la source est décentrée. Dans ce cas, seules les valeurs de φ_{inc} changent.

La figure 2.7 résume le principe de la compensation du retard de phase:

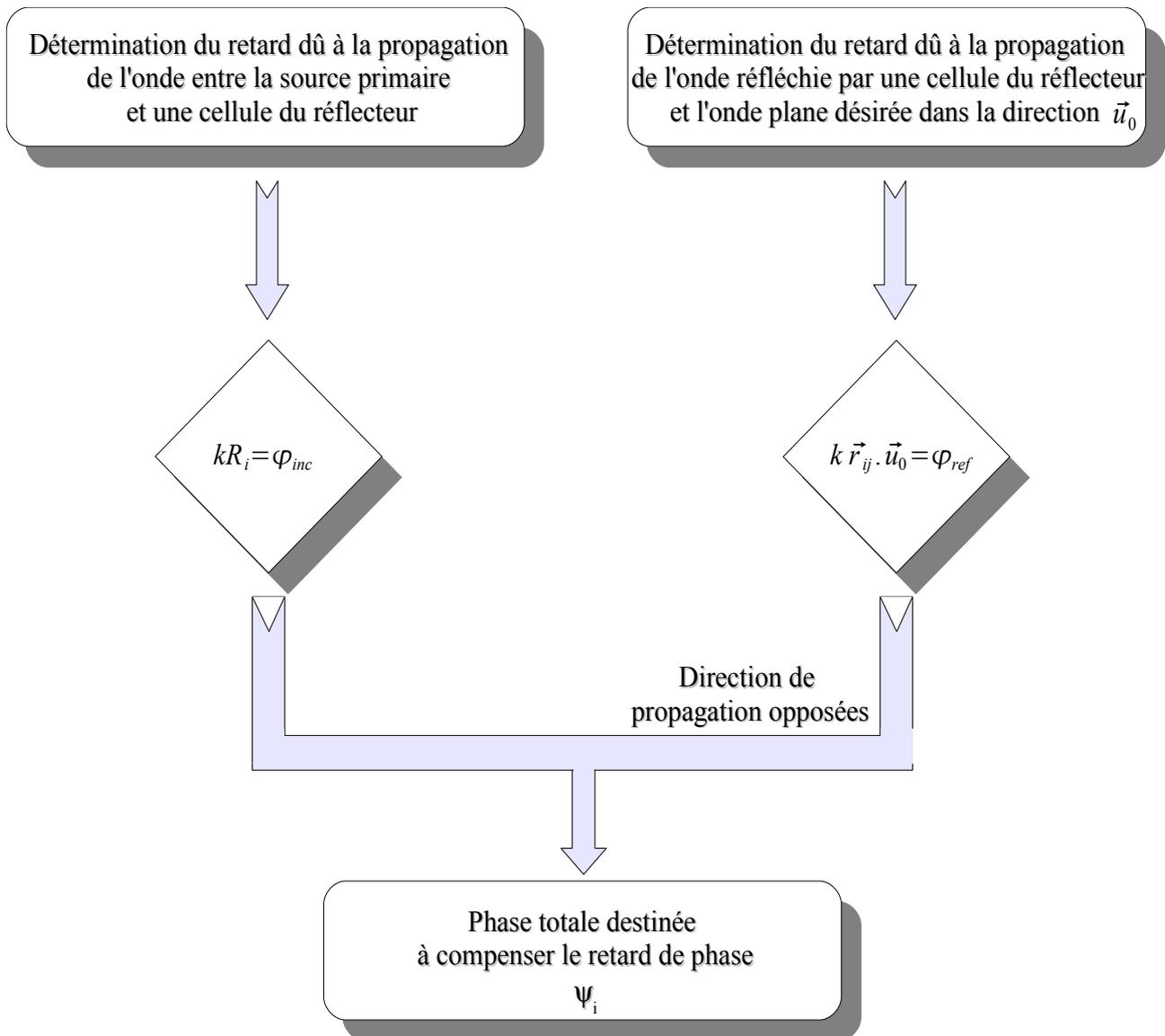


Figure 2.7: Organigramme de compensation du retard de phase

III – Obtention du diagramme de rayonnement

La modélisation du réseau consiste à calculer le champ rayonné par le réseau dans une direction quelconque repérée par les angles (θ, ϕ) du système de coordonnées sphériques. La figure 2.8 résume ce principe.

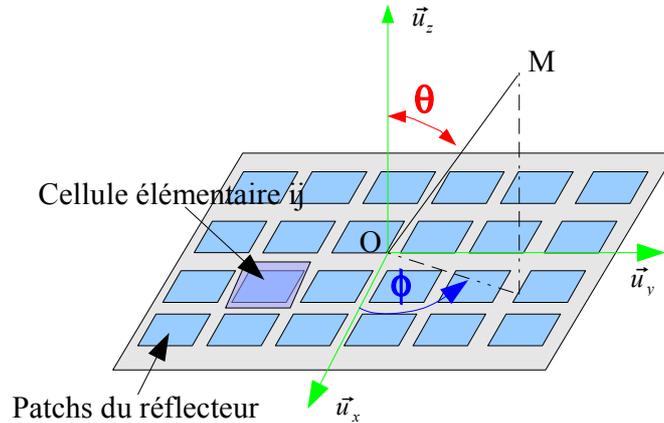


Fig. 2.8: onde plane réfléchie (\vec{u})

Le champ rayonné \vec{E}_{ray} est la superposition des champs rayonnés par chaque cellule ($\vec{E}_{ray} = \sum \vec{E}_{ray}(ij)$). En assimilant la surface à son ouverture équivalente, nous appliquons la formule du champ rayonné par cellule [13]:

$$\vec{E}_{ray}(ij) = 2j\pi \frac{e^{-jkr}}{kr} \vec{u} \wedge (\vec{E}_{ot}(\alpha, \beta)_{ij} \wedge \vec{u}_z) \quad (2.11)$$

où

- \vec{u} est la direction d'observation,
- \vec{u}_z est la direction perpendiculaire au plan du réseau,
- $\vec{E}_{ot}(\alpha, \beta)_{ij}$ est la transformée de Fourier du champ tangentiel à l'ouverture pour la cellule (i,j) .

L'ensemble des informations est contenu dans le terme $\vec{E}_{ot}(\alpha, \beta)_{ij}$. En effet, son amplitude est proportionnelle à la loi d'illumination du réflecteur, sa phase contient celle de la loi d'illumination mais aussi celle des différents retards ainsi que la compensation dans la direction \vec{u}_0 .

La loi d'illumination du réflecteur peut être soit une fonction mathématique, soit un fichier de simulation, ou encore un fichier de mesure. Nous effectuons alors la correspondance entre l'angle d'éclairage de chaque cellule du réseau (θ_{ij}) et l'amplitude de la source primaire. La méthode utilisée est détaillée en figure 2.9.

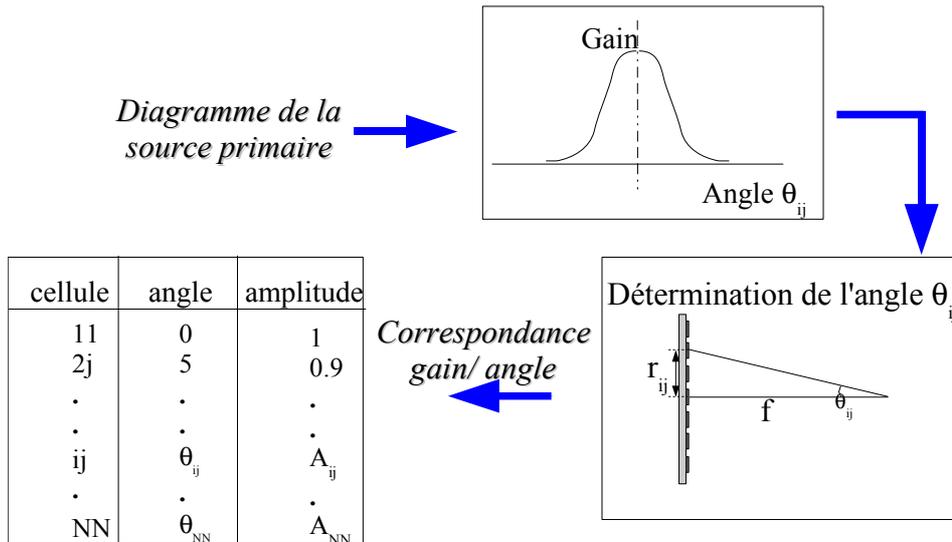


Figure 2.9: Récapitulatif de l'inclusion de la loi d'éclairement

III.1 Prise en compte du masquage

Dans notre méthode, nous prenons en compte le masquage du réflecteur par la source primaire. Ce dernier est illustré en figure 2.10. L'ombre de la source primaire crée un spot de diamètre d_0 à la surface du réflecteur qui modifie la contribution de cette zone au rayonnement global. L'ouverture équivalente du réflecteur ainsi constituée est modélisée et assimilable à l'anneau de la figure 2.10.

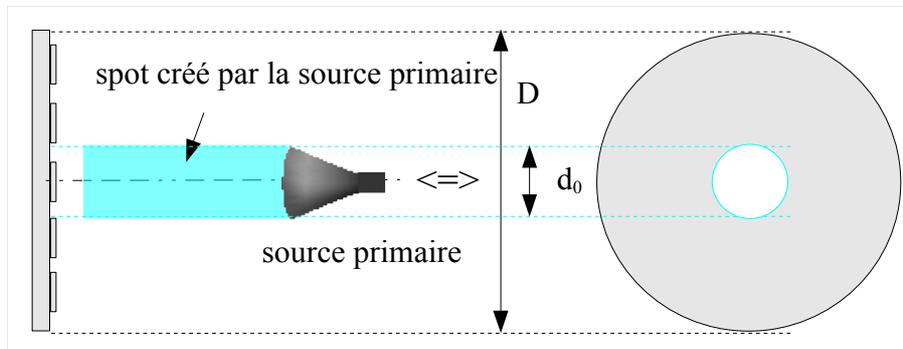


Fig. 2.10: masquage de la source primaire, ouverture équivalente

Concernant la modélisation, les champs des deux ouvertures équivalentes D et d_0 se soustraient. Notons que cette soustraction n'a pas seulement un effet d'abaissement des niveaux de directivité, mais aussi d'élargissement du diagramme car une ouverture de faible dimension possède un lobe plus large qu'une grande ouverture comme illustré en figure 2.11.

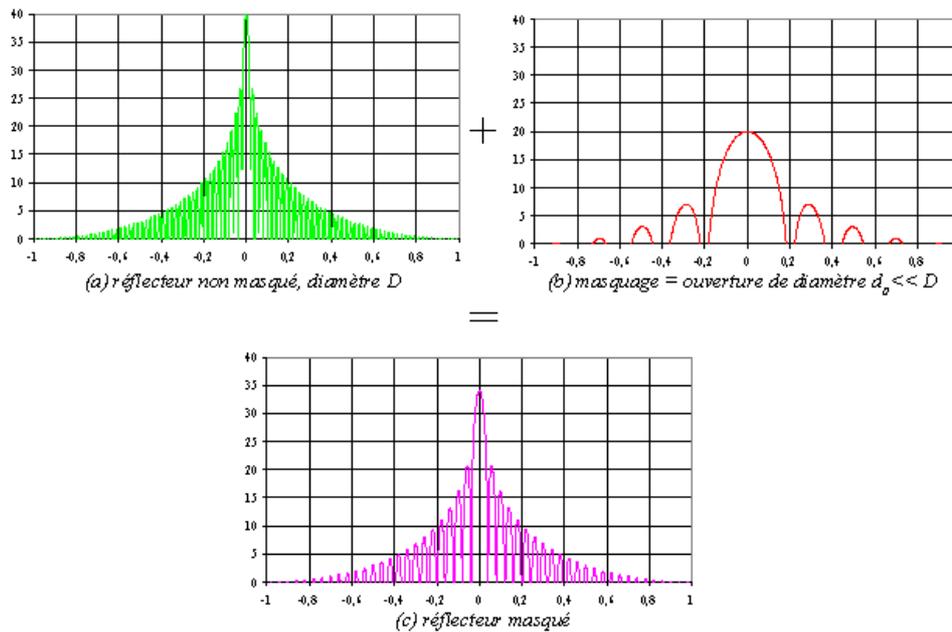


Fig. 2.11: influence du masquage sur le diagramme de rayonnement

Du point de vue de l'implémentation dans le programme de calcul, cela revient à découper la surface de masquage (disque d_0) en cellules de taille identiques à celles du réflecteur principal, à en calculer le champ rayonné, noté \vec{E}_m et à le soustraire au champ total rayonné.

III.2 Couplage entre source primaire et réflecteur

Bien que nous ayons modélisé le masquage par une ouverture équivalente, celui-ci possède un autre effet non souhaité. En pratique le champ incident sur le réflecteur est, en partie rayonné en espace libre et en partie réfléchi sur la source primaire dans le spot correspondant à la zone de masquage. Si cette dernière est mal adaptée, elle renvoie ce champ avec un coefficient κ sur le réflecteur et ainsi de suite. Le champ rayonné par l'ouverture équivalente au masquage à l'ordre n , compte tenue de ces aller-retour, est donné par:

$$\vec{E}_m(ray) = (1 + \kappa + \kappa^2 + \kappa^3 + \dots) \vec{E}_m$$

soit:

$$\vec{E}_m(ray) = \frac{(1 - \kappa^{n+1})}{(1 - \kappa)} \vec{E}_m \quad (2.12)$$

III.3 Programmation

La structure 2D du réflecteur et son découpage en cellules élémentaires, se prête bien à une formulation matricielle lors de la programmation. Des logiciels comme Matlab, parfaitement adaptés au calcul matriciel, ont déjà fait leur preuve dans la synthèse de réseaux phasés

[14][15]. C'est pourquoi, nous avons décidé de développer le programme à l'aide du logiciel gratuit Scilab [16], développé par l'INRIA dont le principe est proche de Matlab. Ainsi, nous définissons l'ensemble des grandeurs importantes sous forme de matrices 2D que nous pouvons manipuler, soit en tant que matrices, soit en définissant des opérations terme à terme. Cela simplifie grandement le calcul puisque, par exemple l'expression du champ rayonné par le réseau dans la direction \vec{u} se programme en une seule ligne en utilisant la commande *sum*, ce qui permet de calculer en une seule fois la somme des coefficients d'une matrice complexe. Cela diminue considérablement le temps de calcul au détriment de l'espace mémoire. A titre d'exemple, nous sommes en mesure de simuler le diagramme de rayonnement de *reflectarrays* de 60λ (soit 62500) cellules en 9 minutes sur un ordinateur de bureau (Pentium IV 3 GHz, RAM: 512 Mo), alors que la simulation de ce type de structure à l'aide des logiciels de simulations commerciaux est actuellement difficile à faire, voire impossible dans certains cas. Même pour des structures de tailles plus modestes de l'ordre de 5λ , la simulation utilisant notre programme ne prend que quelques dizaines de secondes, alors qu'il faut plus de deux heures avec des logiciels de simulations 3D.

III.4 Procédure de test par le théorème de Parseval

La vérification du théorème de Parseval constitue une étape importante dans la validation du programme. Soit:

$$P_0 = \frac{1}{2\eta} \iint \vec{E}_{0t} \cdot \vec{E}_{0t}^* dx dy \quad (2.13)$$

où:

- P_0 désigne la puissance incidente à l'ouverture,
- \vec{E}_{0t} désigne le champ tangential initial à l'ouverture dans le domaine spatial et \vec{E}_{0t}^* son conjugué,
- $dx dy$ désigne les éléments d'intégration en coordonnées cartésiennes sur l'ouverture en supposant que celle-ci est parallèle à xOy .

Et la puissance rayonnée P_{ray} qui est l'intégrale de la densité de puissance rayonnée:

$$P_{ray} = \iint \frac{dP_{ray}}{dS} dS \quad (2.14)$$

$$\text{Avec } \frac{dP_{ray}}{dS} = \frac{1}{2\eta} \vec{E}_{ray} \cdot \vec{E}_{ray}^* \text{ où } dS = r^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.15)$$

où:

- P_{ray} désigne la puissance rayonnée,
- \vec{E}_{ray} le champ rayonné et \vec{E}_{ray}^* son conjugué.

Le théorème de Parseval nous indique que pour une ouverture plane de grand taille (D/λ grand) située dans le plan xOy rayonnant majoritairement au voisinage de Oz , $P_0 = P_{ray}$. P_0 est obtenue en sommant les coefficients d'amplitude de la source primaire sur le réflecteur et la puissance rayonnée est issue de l'intégration du diagramme. Cela implique que ce théorème n'est pas vérifié lorsque l'antenne dépointe, mais aussi que sa précision est d'autant meilleure que le réflecteur est grand.

Afin de comparer la vérification du théorème de Parseval pour différents réflecteurs, nous les avons simulés avec la même loi d'illumination. Nous avons choisi une densité de puissance en $\cos^5\theta$, car elle est proche de celle des guides ouverts que nous utilisons comme source primaire.

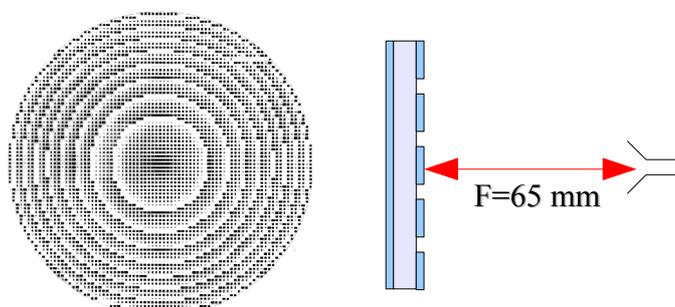


Figure 2.12: Réseau réflecteur (D=130 mm, f/D=0,5)

Dans le tableau 2.1, nous avons comparé la puissance obtenue en appliquant le théorème de Parseval avec celle issue de l'intégration du diagramme pour un réseau réflecteur de 130 mm de diamètre et de rapport f/D égal à 0,5 (figure 2.12) à la fréquence de 94 GHz. L'erreur correspondant à $\frac{P_0 - P_{rayonnée}}{P_{rayonnée}}$ exprimée en pourcentage a été reporté dans ce même tableau. On peut noter que la concordance est excellente pour cette structure.

<u>Type de réflecteur</u>	<u>P_0</u>	<u>P_{ray}</u>	<u>erreur</u>
Réseau réflecteur (D=130 mm, f/D=0,5)	<u>6694</u>	<u>6782</u>	<u>1,30%</u>

Tableau 2.1: Vérification du théorème de Parseval à la fréquence de 94 GHz

IV – Validations et performances

Compte tenu de la simplicité de la modélisation, et des phénomènes électromagnétiques négligés, la validation du programme consiste essentiellement à vérifier que le comportement du réflecteur est celui attendu. En effet, l'objectif essentiel de cette modélisation est de pouvoir prévoir grossièrement l'influence d'un certain nombre de paramètres, comme la loi d'illumination de la source primaire ou encore un *offset* de celle-ci.

IV.1 Validation

IV.1.1 Reflectarrays

Le premier test de validation du programme consiste à comparer les diagrammes obtenus en

simulation et en mesure pour des *reflectarrays* réalisés dans le cadre de comparaisons sur les dimensions des cellules élémentaires. Pour ce réseau réflecteur, la taille des cellules est en $\lambda/2$ et la polarisation est linéaire. Les résultats des comparaisons seront présentés au chapitre 5 (cf. figure 2.13). Les résultats sont représentés sur la figure 2.14.

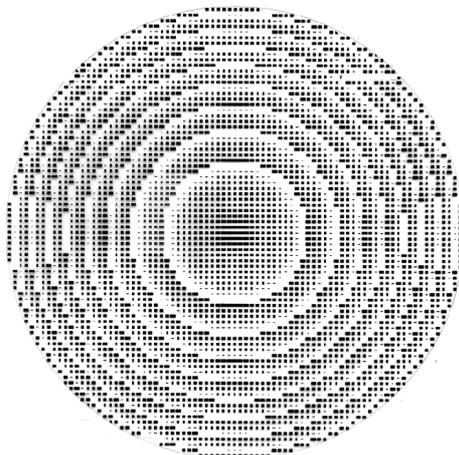
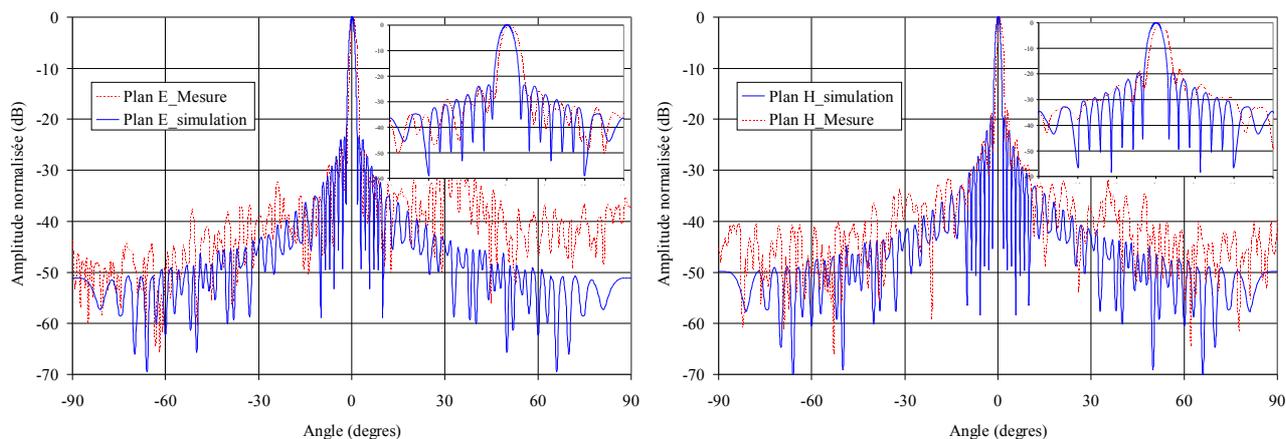


Fig. 2.13: Reflectarray simulé et mesuré – $D=130\text{ mm}$, $f/D=0,5$



*Fig. 2.14.a: reflectarray à 94 GHz, cellules rectangulaires – Plan E
 $f/D=0,5$; $D= 130\text{mm}$*

*Fig. 2.14.b: reflectarray à 94 GHz, cellules rectangulaires – Plan H
 $f/D=0,5$; $D= 130\text{mm}$*

On peut noter une bonne concordance entre la simulation et les mesures notamment au niveau de la largeur du lobe principal et des niveaux des premiers lobes secondaires ($\pm 15^\circ$) et cela pour les deux plans. La convention adoptée pour les mesures est représentée sur la figure 2.15.

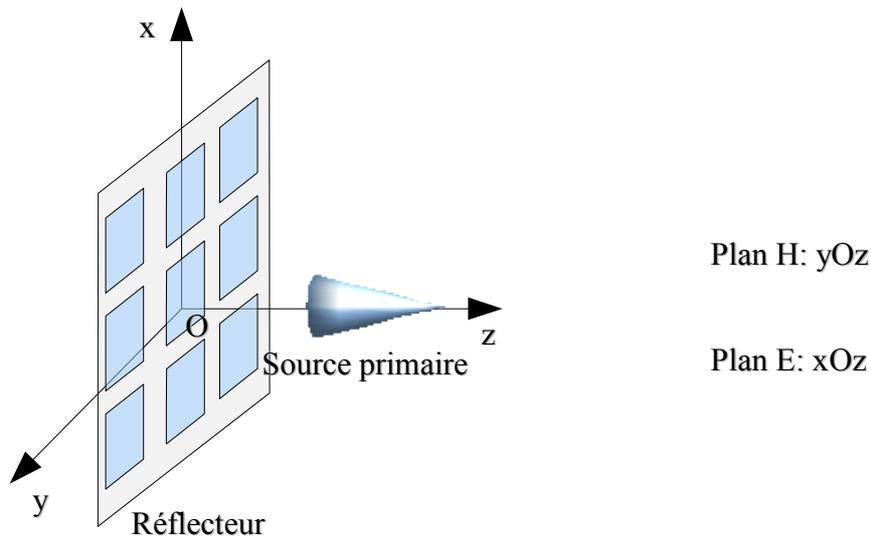


Fig. 2.15: Convention adoptée pour les mesures

Les résultats obtenus avec ce réflecteur et les mesures associées seront détaillées dans le chapitre 5. La dissymétrie dans la mesure du plan E qui n'apparaît pas dans la simulation, est due au masquage du guide d'onde qui sert de source primaire pour le *reflectarray*. Le montage mécanique qui permet de positionner l'ouverture du guide au point focal introduit une dissymétrie de la structure dans ce plan.

IV.1.2 Réflecteurs de Fresnel

Le programme a été légèrement modifié afin de l'adapter à la simulation de réflecteurs de Fresnel. Pour cela, nous modifions la loi de phase par cellule en affectant une valeur à la phase compensée dans la direction \vec{u}_0 identique sur chaque zone de Fresnel. Prenons par exemple, le cas d'un réflecteur de Fresnel 2 zones (figure 2.16) qui corrigent les phases 0° et 180° . Tant que la phase calculée par le programme est inférieure à celle de la zone suivante, on affecte la même valeur de phase corrigée sur toute la zone.

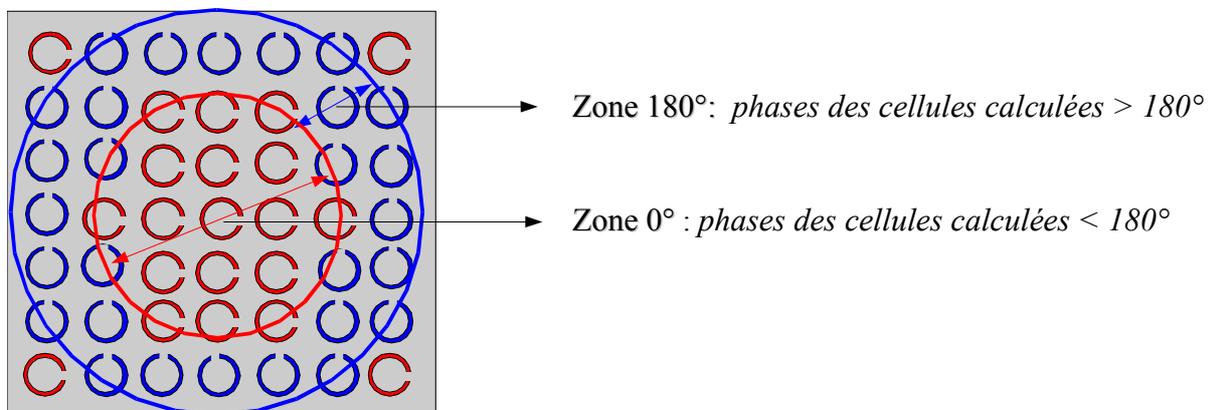


Figure 2.16: Réflecteur de Fresnel 2 zones

- Chapitre 2 - Modélisation des réseaux réflecteurs par la méthode d'ouverture équivalente -

Deux simulations ont été conduites avec des tailles de cellules différentes pour le réflecteur de Fresnel hybride (figure 2.17) [17] car ce dernier utilise des cellules de dimensions proches de $\lambda/4$ au centre et de $\lambda/2$ en dehors. La loi d'illumination de la source primaire est déterminée à partir du fichier de mesure du plan E de cette source. Les figures 2.18.a et b représentent la comparaison des simulations avec les mesures de réflecteurs de Fresnel réalisées au laboratoire dans le cadre de la thèse de Binh Duong Nguyen [18].

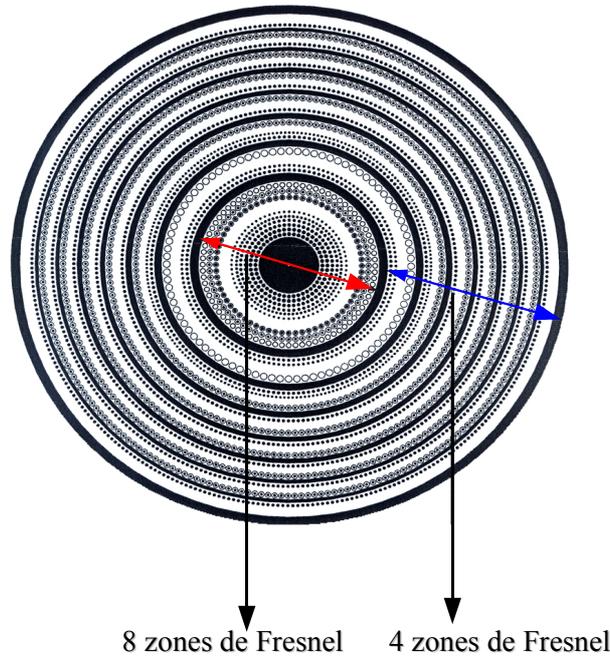
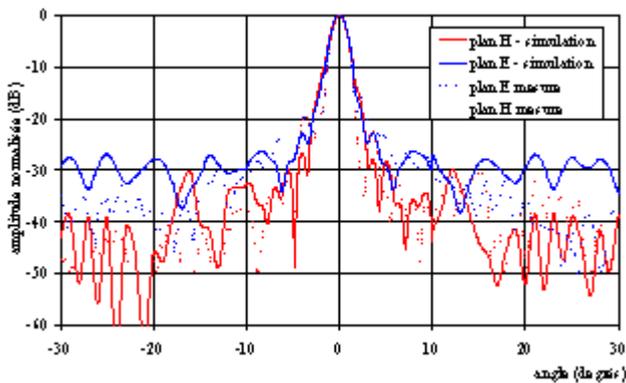
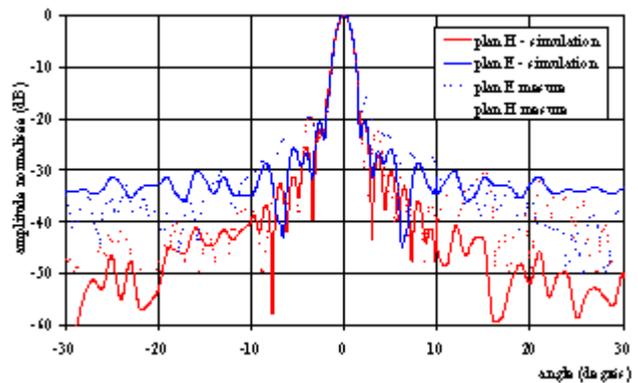


Figure 2.17: Réflecteur de Fresnel hybride simulé et mesuré – $D=130$ mm, $f/D=0,5$



*Fig. 2.18.a: réflecteur de Fresnel hybride à 94 GHz
cellules en $\lambda/2$, $D_{max}=37,5$ dBi*



*Fig. 2.18.b: réflecteur de Fresnel hybride à 94 GHz
cellules en $\lambda/4$, $D_{max}=39,2$ dBi*

Nous constatons une assez bonne concordance entre simulation et mesure sur le lobe principal ($\pm 10^\circ$) avec les cellules en $\lambda/4$ tandis que la simulation en $\lambda/2$ reflète mieux le comportement du réflecteur en dehors du lobe principal. La directivité simulée varie selon la taille des cellules car des cellules en $\lambda/2$ ne permettent d'avoir huit zones de correction que jusqu'au septième rayon alors que celles en $\lambda/4$ étendent cette correction jusqu'au rayon 28. L'efficacité s'en trouve augmentée. Notons que la valeur de la directivité de 39,2 dBi correspond assez bien à celle calculée à partir des mesures par intégration de la densité de puissance dans les plans principaux qui est de 39,9 dBi. Le gain mesuré pour cette antenne est de 37,8 dBi.

Nous avons également simulé le réflecteur de Fresnel replié (figure 2.19) [19]. Ce dernier est constitué de deux réflecteurs: un réflecteur principal qui focalise l'énergie dans la direction souhaitée et modifie l'orientation du champ électrique de 90° . Le deuxième réflecteur est une grille semi-réfléchissante qui réfléchit le champ électrique de la source primaire et laisse passer celui provenant du réflecteur principal.

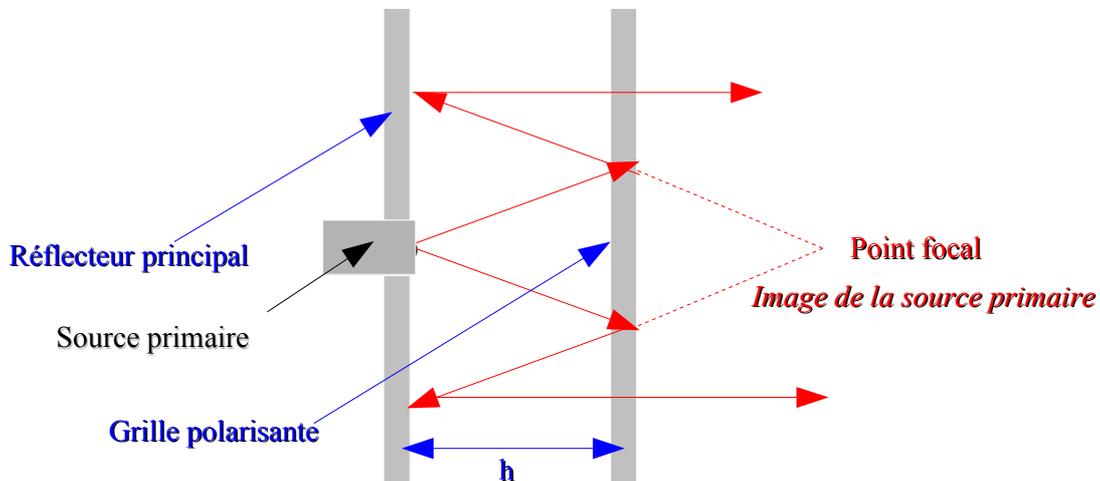
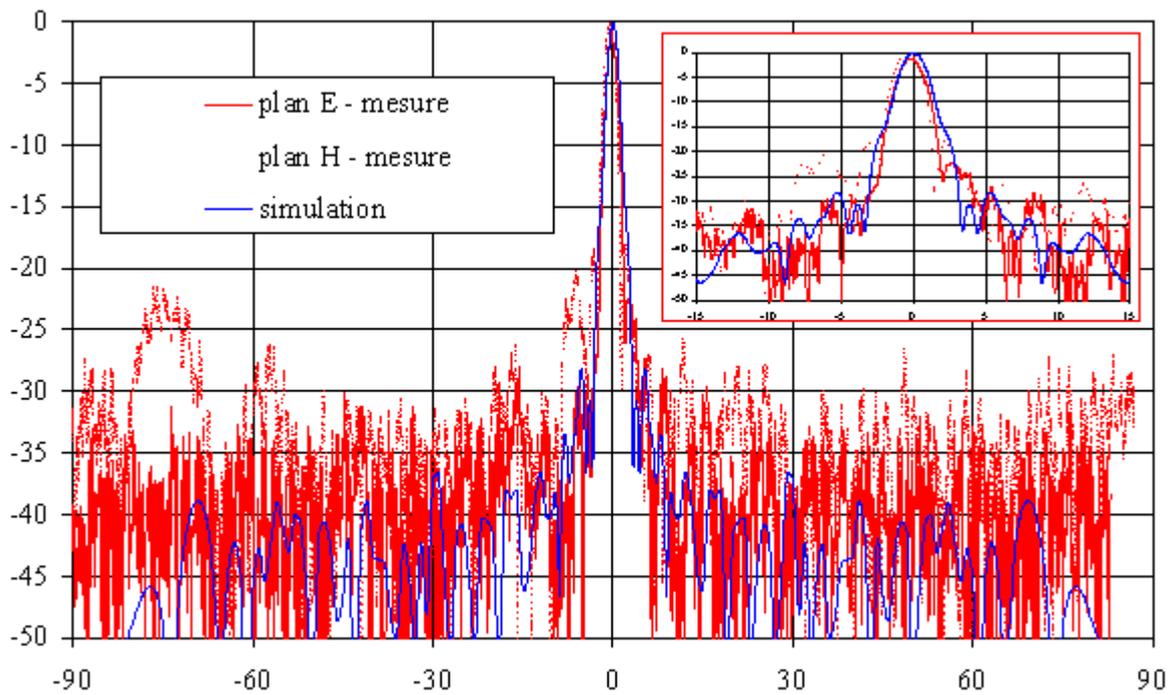


Figure 2.19: Réflecteur de Fresnel replié

Pour simuler ce réseau réflecteur avec notre programme, nous avons entré une distance focale égale au double de la distance entre la source primaire et la grille polarisante. Les résultats sont reportés en figure 2.20. Les plans E et H en simulation sont identiques car nous avons considéré le même diagramme dans les plans E et H pour la source primaire.



*Fig. 2.20: réflecteur de Fresnel replié à 94 GHz
cellules en $\lambda/2$, $D_{max}=37,5$ dBi*

Nous constatons également une assez bonne concordance entre simulations et mesures. Notons que cette antenne tourne la polarisation, donc le meilleur résultat est obtenu cette fois-ci dans le plan E. Une seule taille de cellules est utilisée ($\lambda/2$) comme en pratique. La directivité maximale est de 37,5 dBi. Nous avons voulu valider le programme en vérifiant le théorème de Parseval. Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau 2.2.

<i>Type de réflecteur</i>	<i>P_0</i>	<i>P_{ray}</i>	<i>erreur</i>
Fresnel hybride (cellule en $\lambda/4$)	6225	5685	9,50%
Fresnel hybride (cellule en $\lambda/2$)	6694	5694	17,50%

Tableau 2.2: Vérification du théorème de Parseval – fréquence: 94 GHz

L'erreur est plus importante pour les réflecteurs de Fresnel que pour les réflecteurs précédents. La compensation de phase en zones, diminue la valeur de la densité de puissance dans l'axe car la phase n'est pas parfaitement compensée pour toutes les cellules. Cet effet augmente lorsque la compensation de phase est détériorée, par exemple par passage d'une zone en $\lambda/8$ à une zone en $\lambda/4$, ce qui est le cas pour des cellules plus grandes. La diminution de la densité de puissance dans l'axe entraîne celle de la puissance totale rayonnée, d'où l'erreur entre la puissance calculée par intégration du diagramme et celle issue du théorème de Parseval.

IV.1.3 Réflecteur parabolique métallique

Bien que le programme se limite au cas des réflecteurs plans, nous l'avons appliqué à un réflecteur parabolique de 200mm de diamètre pour des rapports f/D de 1 et 0,5 (figure 2.21).

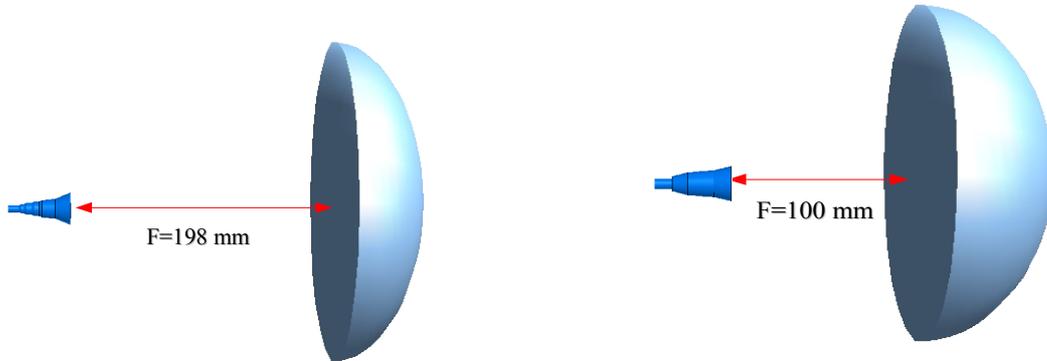


Figure 2.21.a: Réflecteur métallique parabolique Figure 2.21.b: Réflecteur métallique parabolique
 ($D=200\text{ mm}, f/D=1$) ($D=200\text{ mm}, f/D=0,5$)

Nous avons comparé nos résultats (courbe bleue) à ceux obtenus (courbe rouge) avec le logiciel SRSRD développé par France Télécom R&D (Centre de La Turbie) [20]. Ce dernier est basé sur la résolution des équations intégrales par une méthode rigoureuse pour des structures à symétries de révolution.

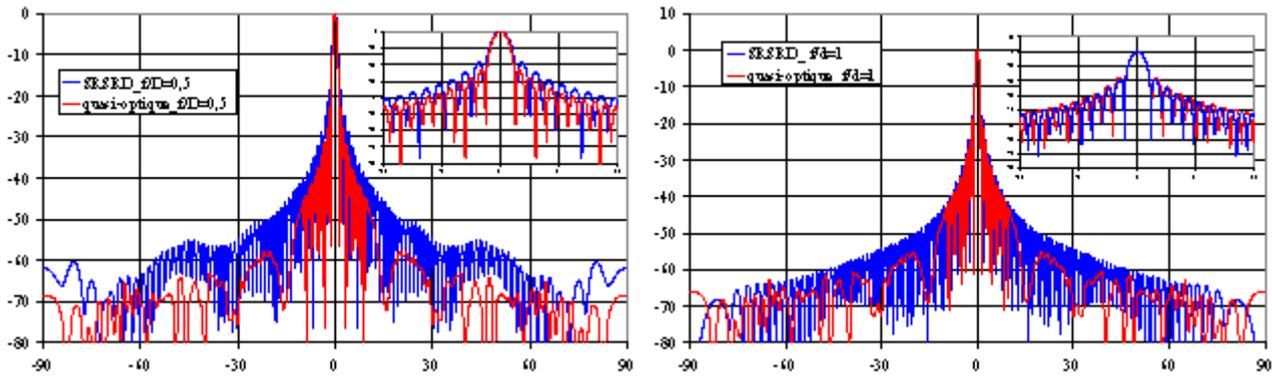


Fig. 2.22.a: réflecteur parabolique à 94 GHz
 cellules en $\lambda/2, f/D=0,5; D= 200\text{mm}$

Fig. 2.22.b: réflecteur parabolique à 94 GHz
 cellules en $\lambda/2, f/D=1; D= 200\text{mm}$

Le tableau 2.3, regroupe la comparaison entre la puissance obtenue en appliquant le théorème de Parseval avec celle issue de l'intégration du diagramme de rayonnement.

<u>Type de réflecteur</u>	<u>P_0</u>	<u>P_{ray}</u>	<u>erreur</u>
Réflecteur métallique parabolique ($D=200\text{ mm}, f/D=1$)	<u>23853</u>	<u>24248</u>	<u>1,60%</u>
Réflecteur métallique parabolique ($D=200\text{ mm}, f/D=0,5$)	<u>13546</u>	<u>13745</u>	<u>1,50%</u>

Tableau 2.3: Vérification du théorème de Parseval – fréquence: 94 GHz

Comme nous pouvons le constater les résultats obtenus sont très semblables dans ces deux cas. La concordance est cependant meilleure pour des focales longues car le profil du réflecteur se rapproche davantage d'un plan (du fait que dans notre programme, la surface courbe est approximée par un plan). Ce résultat nous permet d'étendre le domaine d'application du programme au cas des réflecteurs conformés, pourvu que le rapport f/D ne soit pas trop faible. Un rapport $f/D > 1$ permet d'obtenir des résultats très proches de ceux obtenus avec une simulation rigoureuse (ici SRSRD).

IV.2 Autres applications possibles

IV.2.1 Réflecteur multi-faisceaux

Le programme développé ne se limite pas à la simulation de réseau réflecteur ayant un diagramme de rayonnement directif, il nous permet également de simuler les performances d'un réflecteur multi-faisceaux (figure 2.23).

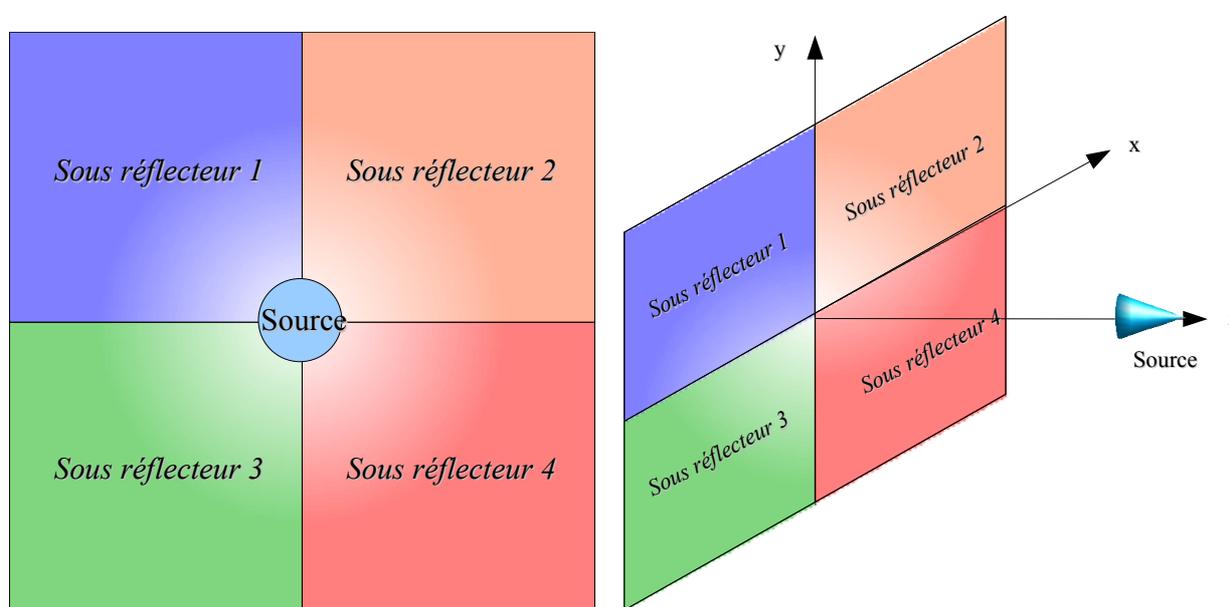


Figure 2.23.a: Réflecteur multi-faisceaux
(vue de face)

Figure 2.23.b: Réflecteur multi-faisceaux
(vue de profil)

Pour cela, le panneau du réflecteur est découpé en quatre parties appelées sous-réflecteur. Le réflecteur entier est éclairé par une source primaire. Les *patches* de chaque sous-réflecteur sont conçus de manière à renvoyer l'onde dans une direction différente.

Nous sommes donc capables de concevoir un réflecteur multi-faisceaux, chacun pointant dans une direction choisie par l'utilisateur. De cette manière, il nous est possible d'étudier le comportement du diagramme de rayonnement de cette antenne et de l'optimiser en terme de niveau de lobes secondaires notamment en jouant sur la source primaire. Cet aspect concernant les sources primaires sera abordé plus en détail au chapitre suivant. La figure 2.24, est un exemple de diagramme de rayonnement de réflecteur multi-faisceaux.

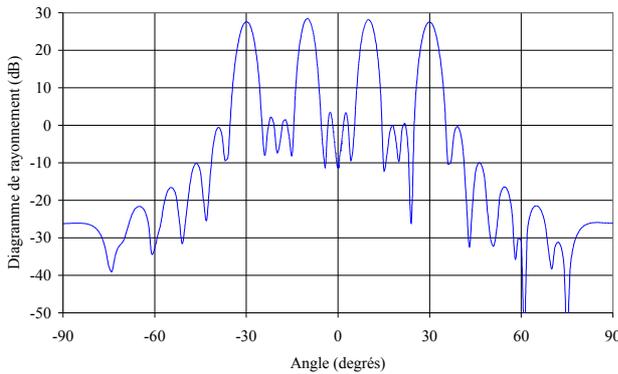


Figure 2.24.a:
Diagramme de rayonnement multi-faisceau
-fréquence: 94 GHz (vue 2D)

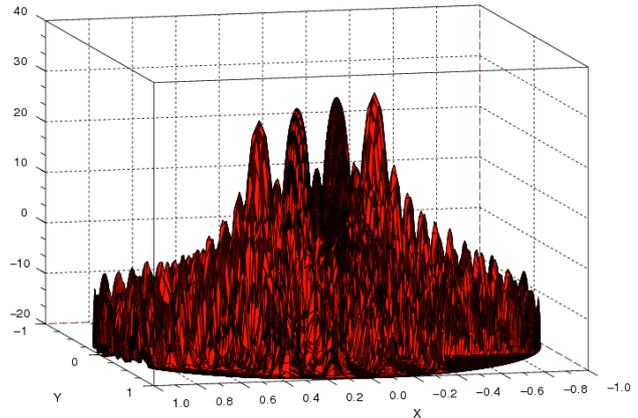


Figure 2.24.b:
Diagramme de rayonnement multi-faisceau
-fréquence: 94 GHz (vue 3D)

Le réflecteur ainsi simulé mesure 100 mm de diamètre avec un rapport $f/D = 0,5$. Le diagramme de rayonnement de la source primaire correspond à celui d'un guide ouvert. Dans cet exemple, les quatre faisceaux sont espacés de 20° en θ , pour des questions de lisibilité, dans un même plan ϕ . Mais rien ne nous empêche dans le programme de simulation de choisir des plans ϕ différents. Cette application illustre un des avantages des *reflectarrays* par rapport aux réflecteurs paraboliques ou aux lentilles, puisqu'on produit plusieurs faisceaux avec une seule source primaire et un seul réflecteur.

IV.2.2 Diagrammes en cosécante carrée

Nous avons vu dans le premier chapitre qu'il pouvait être intéressant d'avoir des diagrammes de rayonnement particuliers par exemple en forme de cosécante carrée pour des applications radar. Nous avons modifié le programme de simulation de manière à effectuer de la synthèse de diagramme et d'obtenir un diagramme se rapprochant de celui d'une cosécante carrée. L'antenne est alors composée d'une source primaire éclairant un réflecteur plan. Ce dernier est utilisé pour réaliser la formation de faisceau. Deux angles sont définis: θ_1 et θ_2 (figure 2.25).

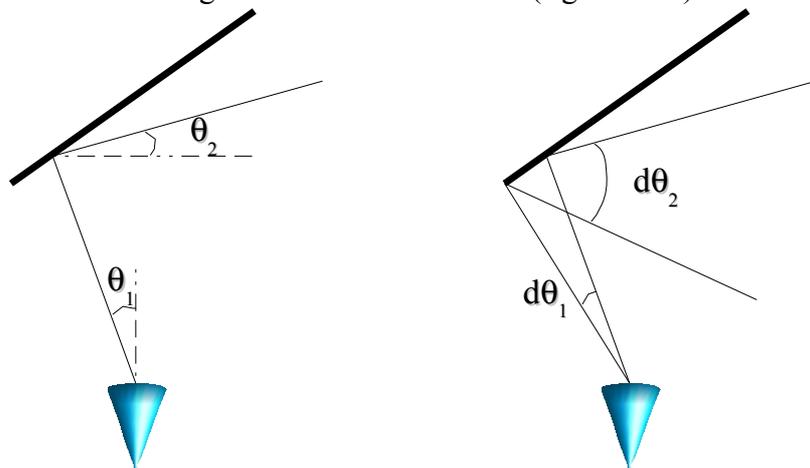


Figure 2.25: Antenne et définition des coordonnées

- Chapitre 2 - Modélisation des réseaux réflecteurs par la méthode d'ouverture équivalente -

On connaît le diagramme de rayonnement de la source primaire que l'on note $G_1(\theta_1)$ et celui du réflecteur plan, noté $G_2(\theta_2)$, à savoir celui d'un diagramme en cosécante carrée. Les densités de puissance sont donc respectivement: $I_1(\theta_1) \sim G_1(\theta_1)$ et $I_2(\theta_2) \sim G_2(\theta_2)$. En raison de la conservation de l'énergie, on a en fonction du choix de la condition aux limites (cf figure 2.26):

$$\int_{\theta_{1,A}}^{\theta_{1,B}} I_1(\theta_1) d\theta_1 = \int_{\theta_{2,A}}^{\theta_{2,B}} c \cdot I_2(\theta_2) d\theta_2 \text{ ou } \int_{\theta_{1,A}}^{\theta_{1,B}} I_1(\theta_1) d\theta_1 = \int_{\theta_2}^{\theta_{2,B}} c \cdot I_2(\theta_2) d\theta_2 \quad (2.16)$$

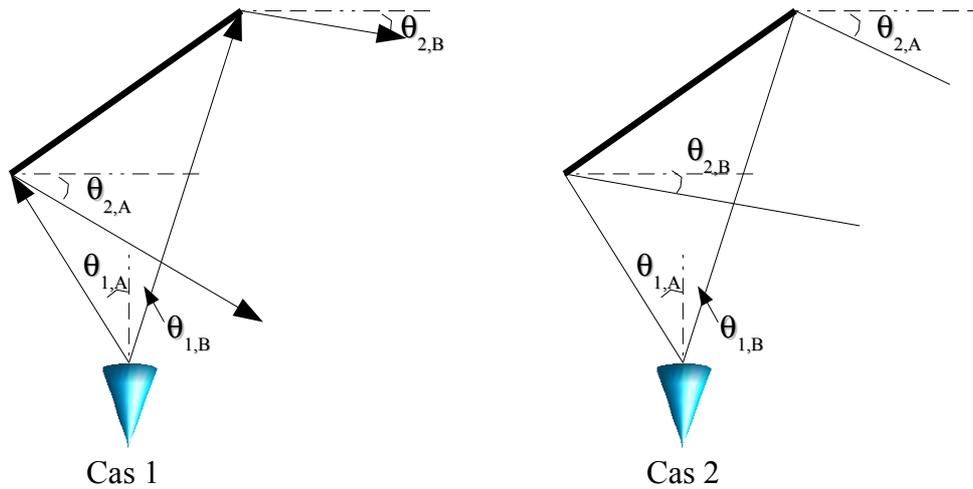


Figure 2.26: Deux conditions aux limites possibles

La constante c doit être choisie de telle sorte que la conservation de la puissance soit assurée:

$$c = \frac{\int_{\theta_{1,A}}^{\theta_{1,B}} I_1(\theta_1) d\theta_1}{\int_{\theta_{2,A}}^{\theta_{2,B}} I_2(\theta_2) d\theta_2} \quad (2.17)$$

La solution de l'équation (2.17) conduit à : $\theta_2 = f(\theta_1)$.

Considérons maintenant deux rayons parallèles incidents sur un réflecteur plan avec une longueur électrique ϕ comme l'illustre la figure 2.27.

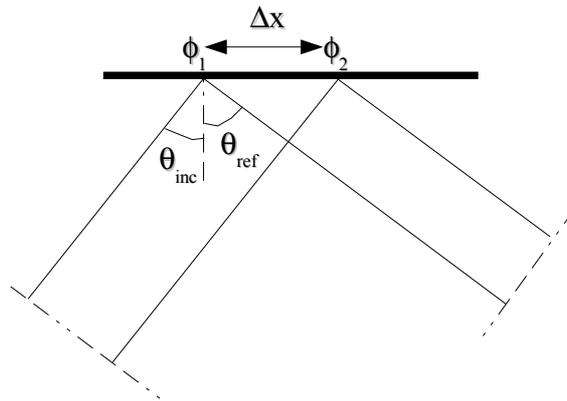


Figure 2.27: Longueur électrique des rayons

La longueur électrique totale des deux rayons doit être la même entre les plans de références perpendiculaires à ces rayons. Ce qui conduit à l'équation suivante:

$$\Delta x \cdot \sin(\theta_{ref}) + \phi_1 = \Delta x \cdot \sin(\theta_{inc}) + \phi_2 \quad (2.18)$$

A partir de cette équation et en connaissant θ_{inc} et θ_{ref} , la phase réfléchie permettant d'obtenir le diagramme en cosécante carrée peut ainsi être facilement calculée. La figure 2.28.a représente le diagramme de rayonnement obtenu par notre programme (courbe bleue) ainsi que la fonction «cosécante carrée» (courbe rouge). Quant à la figure 2.28.b, il s'agit de la phase que doivent corriger les patches du réflecteur afin d'obtenir ce type de diagramme de rayonnement.

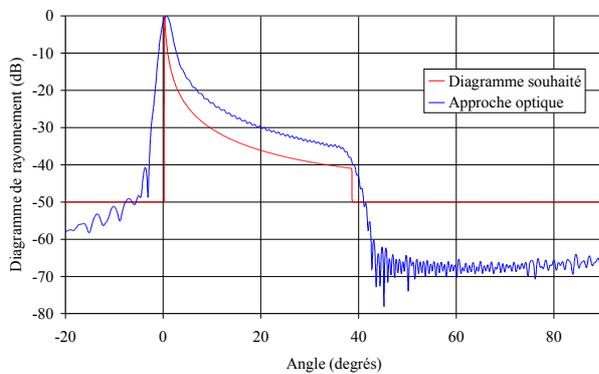


Figure 2.28.a: Diagramme de rayonnement en « cosécante »

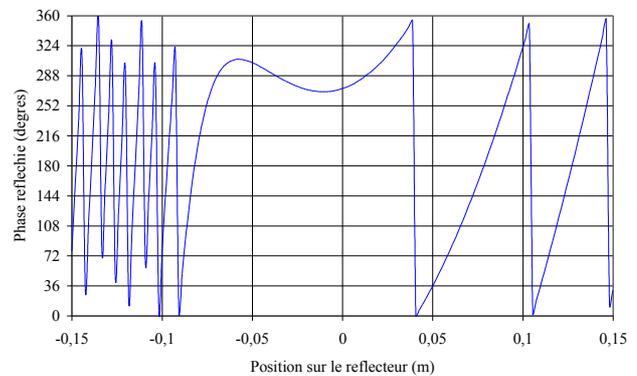


Figure 2.28.b: Phase réfléchie à appliquer sur les patches

Il est possible d'optimiser la phase réfléchie en utilisant la fonction « optim » de Scilab pour que le diagramme de rayonnement soit encore plus proche du diagramme souhaité. Cette fonction « optim » est basé sur la méthode dite quasi-Newton. Il est alors nécessaire de définir une fonction coût, par exemple l'erreur relative entre le diagramme désiré et le diagramme réel, qu'il conviendra de minimiser. D'autres types de fonctions coût plus sophistiquées pourraient être implémentées telles que des gabarits entre lesquels le diagramme réel devrait être compris.

IV.3 Limitations

Le programme développé ne nous permet pas de prendre en compte tous les phénomènes électromagnétiques comme le couplage inter-*patch*. Comme nous l'avons dit précédemment si l'on souhaite une simulation électromagnétique rigoureuse, il nous faut utiliser des logiciels du type Ansoft HFSS qui sont coûteux en temps calculs. Une alternative existe puisque le professeur Catedra et son équipe de l'université de Madrid (UPM) ont développé un logiciel de simulation MONURBS(Non Uniform Rational B-Spline) [21] [22] qui permet de simuler de grandes structures de manière rigoureuse. Ce logiciel est basé sur la méthode des moments. Cette méthode permet des analyses et des modèles précis. Nous avons donc fait appel à lui pour simuler quelques-unes des antennes réflecteurs que nous avons réalisées au laboratoire. Sur la figure 2.29 sont reportés les comparaisons entre les mesures réalisées au LEAT et les simulations obtenues à l'aide du logiciel (MONURBS) pour un *reflectarray* de 130 mm de diamètre et pour des cellules en $\lambda/2$ et en $\lambda/4$.

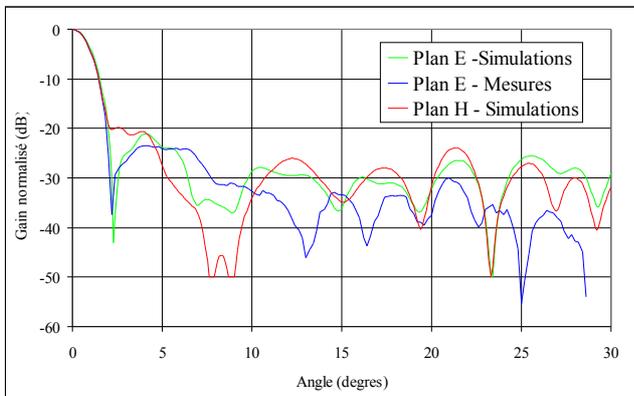


Figure 2.29.a: Reflectarray de 130 mm de diamètre (cellule en $\lambda/2$)

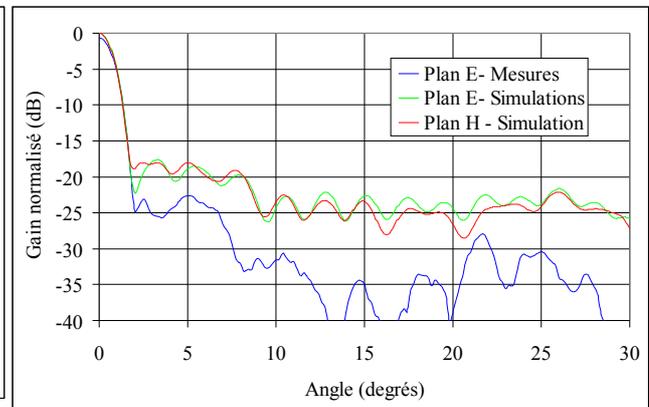


Figure 2.29.b: Reflectarray de 130 mm de diamètre (cellule en $\lambda/4$)

Ces simulations sont relativement proches des mesures. Notamment pour le *reflectarray* en $\lambda/2$, où la largeur du lobe principal ainsi que le niveau des lobes secondaires sont quasiment identiques pour les plans E mesuré et simulé. En revanche, pour celui en $\lambda/4$, si l'ouverture du lobe principale est identique en simulation et en mesure, le niveau des lobes secondaires en simulation est plus important que celui mesuré. D'autres structures telles que des réflecteurs de Fresnel sont en cours de simulation.

V - Prise en compte de la tolérance de fabrication

Le programme nous permet également de prendre en compte la tolérance de fabrication et donc d'estimer son influence sur le diagramme de rayonnement de l'antenne. C'est un paramètre qui nous intéresse tout particulièrement, comme nous le verrons dans le chapitre 4 où nous avons étudié l'influence de la réduction de la taille des cellules sur les performances des réseaux réflecteurs. Cette diminution de la taille des cellules permet une amélioration du gain des *reflectarrays*. Cependant dans certains cas, cette amélioration n'est pas présente et peut s'expliquer par une plus grande sensibilité de ces cellules de tailles réduites par rapport aux cellules de dimensions classiques (à savoir $\lambda/2$). C'est cela que nous avons cherché à quantifier grâce à ce programme. Pour tenir compte de cette tolérance de fabrication, le programme introduit une erreur pseudo-aléatoire sur les dimensions théoriques des *patches*. L'erreur maximale étant définie par l'utilisateur.

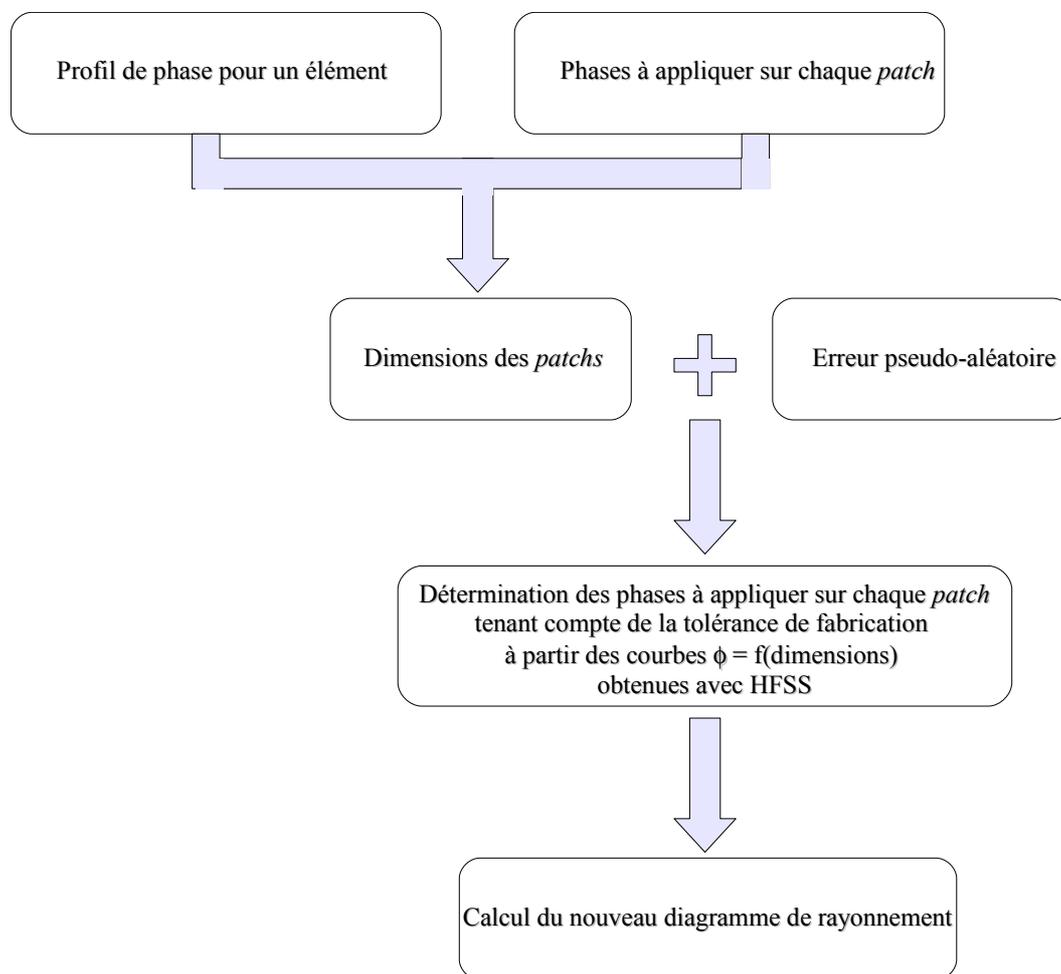


Figure 2.30: Organigramme de la prise en compte de la tolérance de fabrication

Sur les figures 2.31.a et 2.31.b, on peut voir l'influence de ce paramètre sur deux *reflectarrays* de diamètres différents. Les courbes *lambdasur2_théorique* et *lambdasur4_théorique* correspondent aux diagrammes simulés en l'absence d'erreur de fabrication pour deux tailles de cellules différentes. Tandis que les courbes *lambdasur2_réalisation* et *lambdasur4_réalisation*

- Chapitre 2 - Modélisation des réseaux réflecteurs par la méthode d'ouverture équivalente -

correspondent aux diagrammes de rayonnement simulés en présence d'erreur de fabrication pour des tailles de cellules différentes.

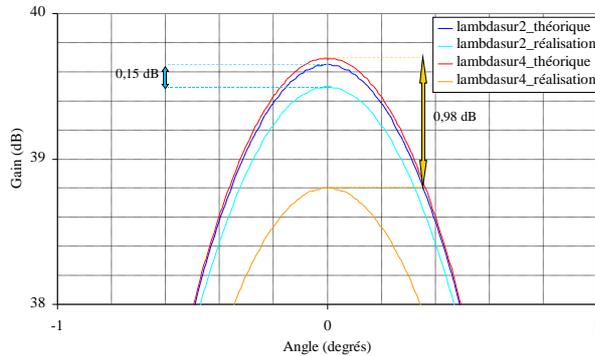


Figure 2.31.a:

Influence de la précision de la réalisation pour le reflectarray de 130 mm de diamètre (simulation).
 $f = 94 \text{ GHz}$

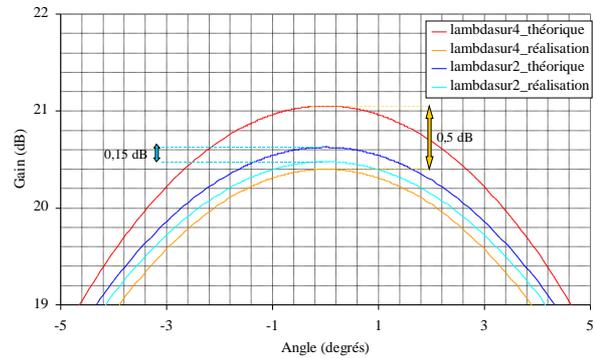


Figure 2.31.b:

Influence de la précision de la réalisation pour le reflectarray de 15 mm de diamètre (simulation).
 $f = 94 \text{ GHz}$

Les performances du réflecteur en $\lambda/4$ de 130 mm sont nettement détériorées par rapport à celles du réflecteur en $\lambda/2$ (figure 2.31.a). Une tolérance de 30 μm dans la réalisation entraîne une perte de gain de l'ordre de 1 dB pour le *reflectarray* en $\lambda/4$ alors qu'elle est inférieure à 0.2 dB pour le réflecteur en $\lambda/2$. Le phénomène de réduction de taille de cellule sera discuté plus précisément au chapitre 4. Il est également intéressant de noter que pour le réflecteur de 15 mm de diamètre, l'influence de la précision de la réalisation est moins critique (figure 2.31.b), car l'erreur sur les dimensions des *patches* (et donc sur la phase réfléchi) est reportée un moins grand nombre de fois.

Ce phénomène d'imprécision due à la réalisation est également visible au niveau des phases réfléchies par le *reflectarray*. Les figures 2.32.a,b,c,d nous montrent les phases réfléchies théoriques et celles obtenues en tenant compte de l'imprécision de la réalisation pour un réflecteur de 50 mm de diamètre est pour des tailles de cellules différentes, respectivement $\lambda/4$ et $\lambda/2$.

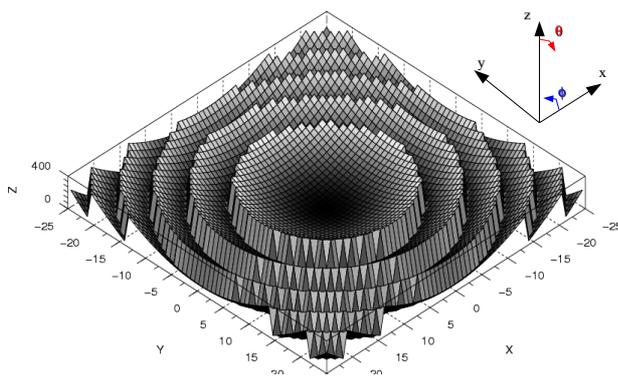


Figure 2.32.a:

Phases réfléchies théoriques pour un réflecteur de 50 mm de diamètre (cellule $\lambda/4$).

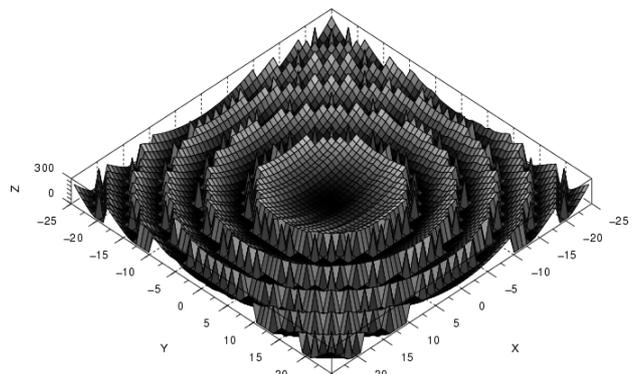


Figure 2.32.b:

Phases réfléchies obtenues en tenant compte de l'imprécision de la réalisation pour un réflecteur de 50 mm de diamètre (cellule $\lambda/4$).

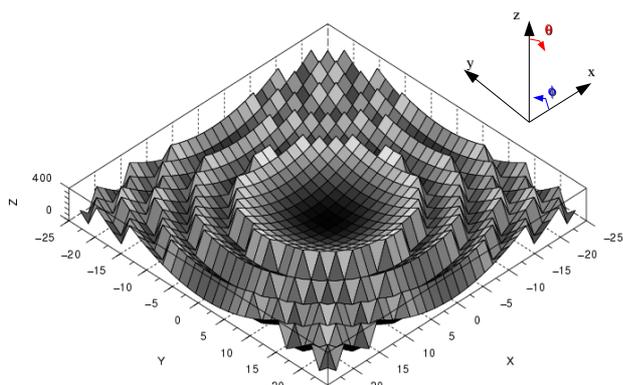


Figure 2.32.c:

Phases réfléchies théoriques pour un réflecteur de 50 mm de diamètre (cellule $\lambda/2$)

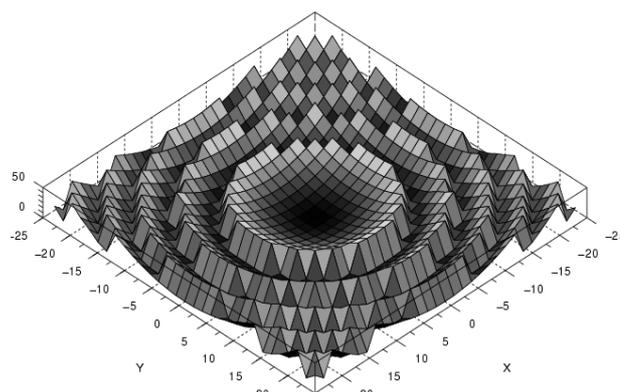


Figure 2.32.d: Phases réfléchies obtenues en tenant compte de l'imprécision de la réalisation pour un réflecteur de 50 mm de diamètre (cellule $\lambda/2$)

Des plans de coupe des phases réfléchies par le réflecteur ont été reportées sur les figures 2.33.a,b. Ainsi, on peut remarquer que les différences entre les phases réfléchies théoriques ($\phi_{theorique}$) et celles incluant les erreurs de fabrication ($\phi_{realisation}$) sont plus importantes pour un réflecteur dont le découpage de cellules est de $\lambda/4$ par rapport à un réflecteur de même diamètre mais avec un découpage en $\lambda/2$. En effet, si l'on calcule l'erreur quadratique moyenne EQM (

$$EQM = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_1^N (\phi_{realisation} - \phi_{theorique})^2}$$

où N correspond au nombre du cellules du réflecteur), on

obtient une valeur égale à 14° pour le réflecteur en $\lambda/2$ et 20° pour celui en $\lambda/4$.

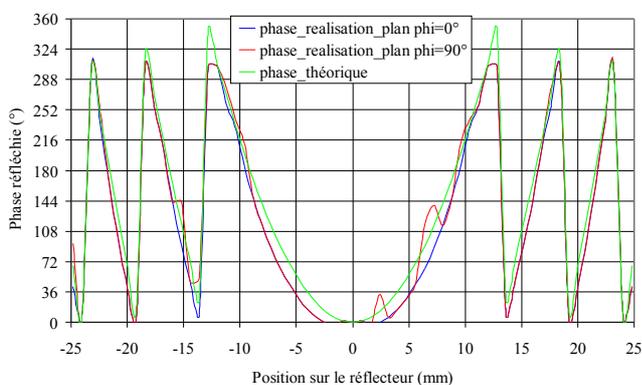


Figure 2.33.a: Comparaison des phases réfléchies avec et sans prise en compte de la tolérance de fabrication – Cellule $\lambda/4$

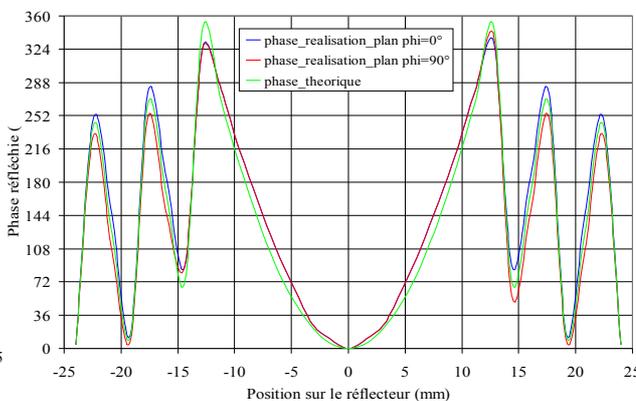


Figure 2.33.b: Comparaison des phases réfléchies avec et sans prise en compte de la tolérance de fabrication – Cellule $\lambda/2$

La prise en compte de ce phénomène dans le programme de simulation est intéressante car il signifie que pour des réflecteurs de grande taille (en terme de longueurs d'onde), il est indispensable que la précision de la réalisation soit suffisamment importante afin d'éviter des erreurs de phases qui conduisent à une détérioration des performances des *reflectarrays*. Le phénomène est moins visible sur des petits réflecteurs car l'erreur due à la réalisation possède une occurrence plus faible.

VI – Conclusion

Le programme que nous avons développé permet la modélisation des réseaux réflecteurs par la méthode d'ouverture équivalente. Bien que l'on néglige de nombreux paramètres tels que le couplage inter-élément, il nous permet d'obtenir de bons résultats notamment en terme de niveau des lobes secondaires, de largeur du lobe principal par rapport aux mesures; et cela avec un temps de simulation très réduit par rapport aux logiciels de simulations commerciaux. Il nous est donc utile pour prévoir l'influence de la loi d'éclairement ou encore d'un *offset* de la source sur le diagramme de rayonnement de grands réflecteurs. Enfin, il nous permet de concevoir des réflecteurs ayant des diagrammes de rayonnement particuliers (cosécante carrée, multi-faisceau).

Références du chapitre 2

- [1] D. POZAR, S.D TARGONSKI, H.D SYRIGOS, "Design of millimeter wave microstrip reflectarrays", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.45, february 1997, pp.287-295
- [2] H.J SONG, M.E BIALKOWSKI, "Transmit Array of Transistor Amplifier Illuminated by a Patch Array in the Reactive Near-Filed Region", IEEE MTT, vol.49 , march 2001, pp.470-475
- [3] R. LEBERER, W. MENZEL, "A Dual Planar Reflectarray with Synthesized Phase and Amplitude Distribution", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.53, november 2005, pp.3534-3539
- [4] M.E BIALKOWSKI, H.J SONG, "Investigation Into a Power-combining Structure Using a Reflect Array of Dual-Feed Aperture-coupled Microstrip Patch Antennas", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.50, june 2002, pp.841-849
- [5] M.E BIALKOWSKI, A.W ROBINSON, H.J SONG, "Design, Development and Testing of X-band Amplifying Reflectarrays", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.50, august 2002, pp.1065-1076
- [6] M.E BIALKOWSKI, H.J SONG, "A ku-band Active Transmit-Array Module with a Horn or Patch as a Signal Launching/ Recieving Device", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.50, april 2001, pp.535-541
- [7] Feng-Chi E. TSAI, M.E BIALKOWSKI, "Designing a 161-Element Ku-band Microstrip Reflectarray of Variable Size Patches Using an Equivalent Unit Cell Waveguide Approach", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.51, october 2003, pp.2953-2962
- [8] M.S GASHINOVA, O.G VENDIK, "Modeling of Low Profile Reflectarray Antenna", Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) ,march 2006
- [9] D. PILZ, W. MENZEL, "Full Wave Analysis of Planar Reflector Antenna", proc. Asia-Pacific Microwave Conference , 1997
- [10] D.R RHODES , "The Optimum Line Source for the Best Mean-square Approximation to a given Radiation Pattern", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.11, july 1963, pp.440-446
- [11] A.P PAVACIC, D.L DEL RIO, J.R MOSIG, G.V ELEFTHERIADES, "Three Dimensional Ray-Tracing Theory to Model Internal Reflections in Off-Axis Lens Antennas", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.54, 2006, pp.604-612
- [12] C.A BALANIS, "Antenna Theory- Analysis and design", ISBN:0-471-59268-4
- [13] S. DRABOWITCH, A. PAPIERNIK, H. GRIFFITHS, J. ENCINAS, "Modern Antennas", ISBN:0412579103
- [14] W.P KEIZER, "PHASIM, a sophisticated phased array antenna software simulator implemented in MATLAB 5.2", IEEE Antenna and Propagatyion Society Symposium , 1999
- [15] W.P KEIZER, "PHASIM, a sophisticated phased array software simulator", IEEE Conference on Phased array Systems and Technology , 2000
- [16] www.scilab.org, scilab home page

- [17] B.D. NGUYEN, C. MIGLIACCIO, Ch. PICHOT, K. YAMAMOTO, N. YONEMOTO, "W-Band Fresnel zoneplate reflector for helicopter collision avoidance radar", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.55, may 2007, pp.1452-1456
- [18] B.D. NGUYEN, "Etude et Réalisation d'Antennes millimétriques pour RADAR de détection d'obstacles", 2005
- [19] B.D. NGUYEN, J. LANTERI, J-Y. DAUVIGNAC, N.YONEMOTO, Ch. PICHOT, C. MIGLIACCIO, "94GHz printed reflectors using C-shape patches", Proc. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APS 2007) ,june 2007
- [20] A. BERTHON, R. BILLS, "Integral Equation Analysis for Radiating Structures of Revolution", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.49, february 1989, pp.159-170
- [21] I. GONZÁLEZ, E. GARCÍA, F. SAEZ DE ADANA, M.F. CÁTEDRA, "Computer Tool for the Analysis and Design of Periodic Structures Taken Into Account their Real Size and Shape", 29th ESA Antenna Workshop on Multiple Beams and Reconfigurable Antennas Innovation and challenges ,18-20 april 2007
- [22] J.PEREZ, J.A.SAIZ , O.M.CONDE, R.P.TORRES, M.F. CATEDRA, "Analysis of Antennas on Board Arbitrary Structures Modeled by Nurbs Surfaces", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.45, june 1997, pp.1045-1053

CHAPITRE 3:

*I***NFLUENCE DE LA SOURCE PRIMAIRE**

Contexte

Loi d'apodisation: *Prolate Spheroidal* Function

Application de la source prolate aux systèmes focalisants

Conclusion

I – Contexte

La source primaire est un paramètre important dans la conception des réflecteurs. C'est cette dernière, en effet, qui détermine la loi d'illumination des réflecteurs ou plus généralement des antennes focalisantes. Cette source, dont les effets sont étudiés depuis de nombreuses années sur les ouvertures rayonnantes [1], doit réaliser le meilleur compromis entre l'angle d'éclairement et l'uniformité de l'amplitude et de la phase, afin d'obtenir une efficacité d'ouverture maximale. Dans le cas des *reflectarrays*, la contrainte de masquage vient se greffer à ces exigences. C'est pourquoi les guides ouverts sont les sources les plus souvent utilisées. Leur angle d'ouverture assez large permet d'envisager des distances focales relativement courtes satisfaisant à un rapport $f/D=0,5$. D'autre part, la fonction $\cos^s \theta$ constitue une assez bonne approximation de la densité de puissance rayonnée par un guide ouvert de section rectangulaire (de côtés a et b avec $a=2b$). Cependant, le niveau des lobes secondaires issus de l'utilisation de cette source reste élevé.

Afin de comprendre l'influence de la source primaire sur les lobes secondaires de l'antenne focalisante, considérons celle-ci, en première approximation, comme son ouverture équivalente. Le champ rayonné par cellule s'exprime par la relation suivante:

$$\vec{E}_{ray_{ij}} = j \lambda \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{u} \wedge (\vec{E}_{0t}(\alpha, \beta)_{ij} \wedge \vec{u}_z) \quad \text{et} \quad \vec{E}_{0t}(\alpha, \beta)_{ij} = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{\text{ouverture}} (\vec{E}_{0t}(x, y)_{ij} e^{jk(\alpha x + \beta y)} dx dy)$$

- \vec{u} est la direction d'observation
- \vec{u}_z est la direction perpendiculaire au plan du réseau
- où $\vec{E}_{0t}(\alpha, \beta)_{ij}$ est la transformée de Fourier en deux dimensions du champ tangentiel initial à l'ouverture, noté $\vec{E}_{0t}(x, y)_{ij}$. Son amplitude est proportionnelle à la loi d'illumination de la source primaire et sa phase contient celle de la loi d'illumination mais aussi celle des différents retards ainsi que la compensation dans la direction \vec{u}_0 .
- (x, y) sont les variables spatiales et (α, β) les variables spectrales associées. Ces dernières s'expriment dans le repère des coordonnées sphériques tel qu'il est décrit en figure 3.1:
 - $\alpha = \sin \theta \cos \phi$
 - $\beta = \sin \theta \sin \phi$

Le champ rayonné total \vec{E}_{ray} est la superposition des champs rayonnés par chacune des cellules du réflecteur: $\vec{E}_{ray} = \sum_{i, j} \vec{E}_{ray_{ij}}$

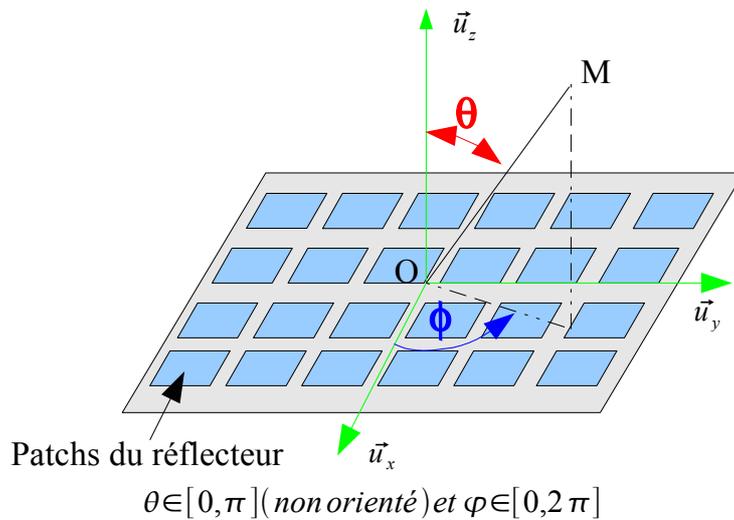


Figure 3.1: Définition des coordonnées sphériques

Dans notre cas, $\vec{E}_t(x, y)$ représente le champ tangentiel de la source primaire sur le réflecteur. Le rôle de sa transformée de Fourier $\vec{E}_{0t}(\alpha, \beta)$ peut être assimilé à celui d'un fenêtrage spatial. A ce titre, le domaine d'intégration, la forme de l'ouverture, mais aussi la fonction d'éclairement, $\vec{E}_t(x, y)$, ont une influence sur les diagrammes.

L'effet de la forme de l'ouverture est bien connu. Ainsi lorsque nous comparons le niveau des premiers lobes secondaires d'une ouverture rectangulaire et circulaire dont la loi d'éclairement est constante (fonction porte), ces derniers sont à -13,2 dB si l'ouverture est rectangulaire et à -17,6 dB si celle-ci est circulaire [2].

La loi d'éclairement est l'objet de notre étude. Elle est comparable au fenêtrage temporel utilisé par exemple pour calculer le spectre des signaux par FFT. Nous cherchons alors la fonction optimale pour effectuer ce fenêtrage. Appliqué aux antennes à fort gain, le terme optimal décrit un diagramme à faisceau principal très étroit sans lobes secondaires, ce qui s'apparenterait à une fonction Dirac. Bien sûr, ce critère doit être tempéré par l'action bien connue du fenêtrage. En effet, classiquement, lorsqu'une fenêtre restitue un lobe principal fin, ce qui est le cas, par exemple, d'une fenêtre rectangulaire, les lobes secondaires sont élevés. A l'inverse, l'abaissement de ceux-ci se traduit par un élargissement du lobe principal. Bien souvent, les antennes à grand gain sont destinées à effectuer un balayage. Dans ce cas, il est important de minimiser les premiers lobes secondaires, voir la totalité du signal en dehors du lobe principal. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés aux fonctions *prolate spheroidal*.

II - Loi d'apodisation: Prolate Spheroidal Function

Ces dernières, décrites en 1961 par Slepian et Pollack [3], constituent les fonctions propres de la transformée de Fourier rapide. Elles représentent le fenêtrage idéal qui permet de restituer 99% du signal dans la fenêtre d'observation.

Elles sont utilisées entre autres, en astronomie pour la coronographie appliquée à la détection d'exo-planètes [4][5]. La coronographie est une technique en astronomie qui consiste à

reproduire un phénomène céleste très connu que sont les éclipses totales de soleil. Ainsi, seule la couronne de l'étoile observée apparaît, car elle n'est plus « noyée » par la lumière de la photosphère (le disque stellaire). En plus de révéler la couronne de l'étoile, la technique du coronographe permet de rendre visible des objets orbitant près d'elle. Cette technique du coronographe a depuis quelques années été adaptée à l'étude d'autres étoiles que le Soleil avec l'espoir de pouvoir ainsi détecter de nouvelles planètes hors du système solaire.

La coronographie est une méthode de détection directe, c'est à dire que l'on va chercher à mesurer directement les photons réfléchis ou émis par la planète. Bien évidemment ces exo-planètes sont des astres très faibles et angulairement très proches de leurs étoiles hôtes. Dans le spectre visible, une étoile réfléchit directement la lumière de l'étoile et le flux réfléchi est proportionnel au flux reçu de l'étoile, à la distance étoile-planète, au rayon de la planète et à son albédo (c'est à dire le rapport de l'énergie solaire réfléchi par une surface sur l'énergie solaire incidente).

Par exemple, pour une planète comme Jupiter et une étoile solaire, le flux réfléchi est un milliard de fois plus faible que le flux reçu. En ce qui concerne la séparation angulaire, celle-ci dépend de la distance étoile-planète mais aussi de la distance du système planétaire par rapport à l'observateur. A une distance de 10 pc (soit une trentaine d'année-lumière environ), le système Soleil-Jupiter serait séparé de seulement 0,5" et le système Soleil-Terre de 0,1". Bien que cette séparation soit plus grande que la résolution des télescopes actuels, la problématique est d'atteindre un contraste très élevé ($10^6 - 10^9$) à de telles distances angulaires.

La solution la plus simple consiste donc à bloquer la lumière de l'étoile tout en laissant transmettre la lumière de la planète. C'est Bernard Lyot qui inventa le premier coronographe solaire [6] dans les années 30 pour observer la couronne solaire. Il consiste à placer un disque opaque dans le plan focal du télescope pour cacher la source brillante (le Soleil ou une autre étoile). La taille de ce masque peut donc être adapté à l'objet observé. La présence de ce masque crée par effet de diffraction une redistribution de la lumière dans le plan pupille suivant. Il faut donc placer un diaphragme adapté pour éliminer cette partie de la lumière stellaire. Le coronographe est en fait formé d'un couple masque/diaphragme.

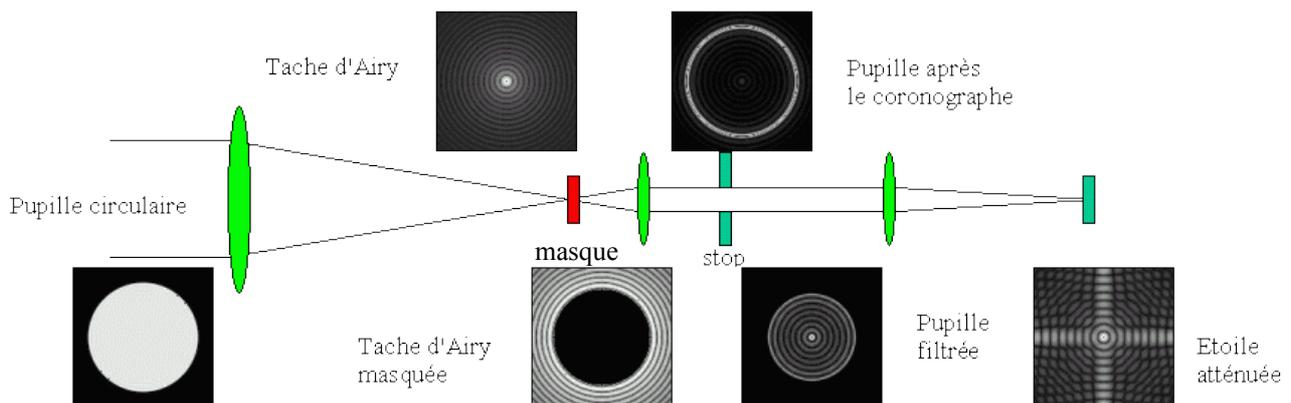


Figure 3.2: Schéma de principe du coronographe de Lyot [7]

Une pupille circulaire donne une tache d'Airy dans le plan focal. Le masque permet de bloquer la partie centrale de cette image mais produit une diffraction dans la pupille qui devient noire au centre et brillante au bord de son support. Un diaphragme adapté permet de retirer cet anneau brillant et une dernière lentille collimate le faisceau sur le détecteur où l'on obtient une

image atténuée de l'étoile centrale.

Toutefois, le coronographe de Lyot ne suffit pas pour détecter des planètes car le masque focal est trop grand et l'atténuation de l'étoile est trop faible. C'est en fait depuis la découverte indirecte de la première exo-planète par Mayor et Queloz en 1995 que de nouveaux types de coronographes sont apparus comme notamment les masques de phase. Ces masques de phase modifient la phase de l'onde incidente au lieu de l'amplitude. On crée en fait un déphasage de π sur la moitié de l'image pour la faire interférer avec l'autre moitié. Ce déphasage peut être obtenu par la traversée d'une lame transparente dont l'épaisseur $\lambda/2(n-1)$, où n est l'indice du matériau et λ la longueur d'onde. Ces coronographes donnent une atténuation totale de l'étoile centrale et permettent de s'approcher extrêmement près de l'étoile (une fraction de la tache de diffraction). Néanmoins ce type de coronographe n'est pas achromatique puisque le déphasage de λ n'est obtenu que pour une seule longueur d'onde. Plusieurs techniques sont en cours d'étude pour rendre ce composant achromatique.

La limite fondamentale de la technique basique du coronographe, vient de la soustraction brutale de l'onde directe avec l'onde diffractée, même en ayant un masque et un diaphragme optimisés. Une meilleure approche est de reconsidérer cette soustraction: comme l'amplitude diffractée ne peut pas s'adapter parfaitement au front d'onde direct, la solution est d'avoir une amplitude de l'onde directe moins abrupte en utilisant une apodisation de la pupille d'entrée d'où l'utilisation des fonctions *prolate*. Ainsi, pour une taille de masque fixée, un niveau d'extinction donné, et pour une certaine longueur d'onde, il existe une unique fonction *prolate* permettant d'obtenir le niveau d'extinction souhaité.

Ces fonctions «*prolate*» avaient déjà fait l'objet d'étude pour les antennes [8] où elles sont utilisées comme base de fonctions pour le calcul des diagrammes de rayonnement d'ouvertures. Cette étude a montré que leur utilisation était précieuse lorsque les ouvertures sont de taille limitée (quelques λ) ou lorsqu'une grande précision est requise. Dans les autres cas, des méthodes quasi-optiques sont suffisantes. Cette constatation conforte d'ailleurs les résultats obtenus avec notre programme quasi-optique (cf. chapitre 2). Très récemment, ces mêmes fonctions ont trouvé un regain d'intérêt pour les applications liées aux antennes ULB [9].

Notons enfin que l'objet de notre étude est de démontrer les bénéfices d'une source primaire que nous appellerons par abus de langage, source «*prolate*». A ce titre, les fonctions *prolate spheroidal* discrètes, telles que celles disponibles dans les logiciels Matlab ou Scilab, sont suffisantes. Nous ne cherchons pas, comme c'est le cas dans [5], à développer des formulations rigoureuses.

III – Application de la source prolate aux systèmes focalisants

III.1 Réflecteurs

III.1.1 Simulation et conception

Nous avons implémenté les fonctions *prolate* discrètes dans notre programme de modélisation des réseaux réflecteurs. Ces dernières représentent l'amplitude du champ incident qui va éclairer chaque cellule du réseau.

- Chapitre 3 – Influence de la source primaire -

En réalité, nous modélisons la fonction *prolate* dans notre programme par la fenêtre de Kaiser qui constitue une très bonne approximation de la fonction *prolate*. Elle est définie de la manière suivante:

$$w(k) = \frac{I_0\left(\beta \sqrt{1 - \left(1 - \frac{2k}{N-1}\right)^2}\right)}{I_0(\beta)} \quad \text{avec } k \in [0 : N-1] \quad (3.1)$$

où I_0 est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 0 de première espèce,

N correspond au nombre de cellules du réflecteur,

β est le paramètre permettant de jouer sur la largeur du lobe principal ainsi que sur le niveau des lobes secondaires (figure 3.3).

Ainsi lorsque β augmente, la loi d'illumination devient plus directive, ce qui a pour conséquence d'élargir le lobe principal du diagramme de rayonnement et de diminuer les niveaux des lobes secondaires.

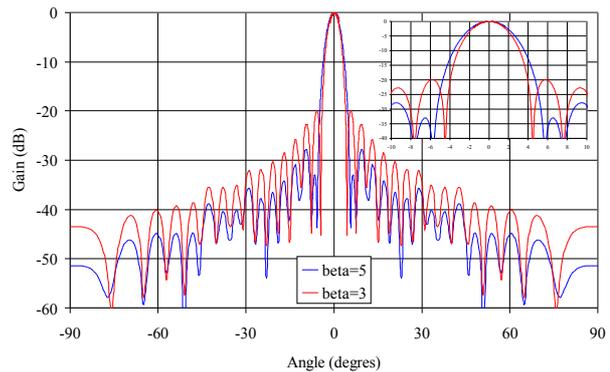
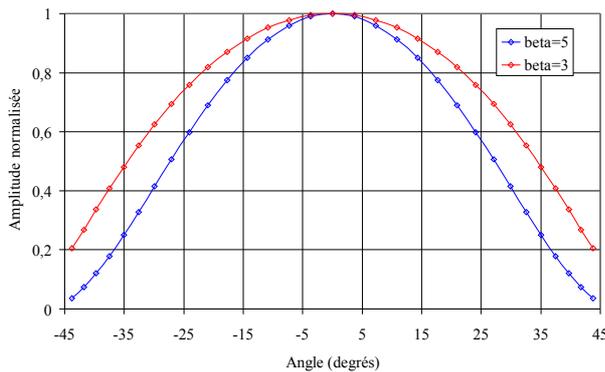
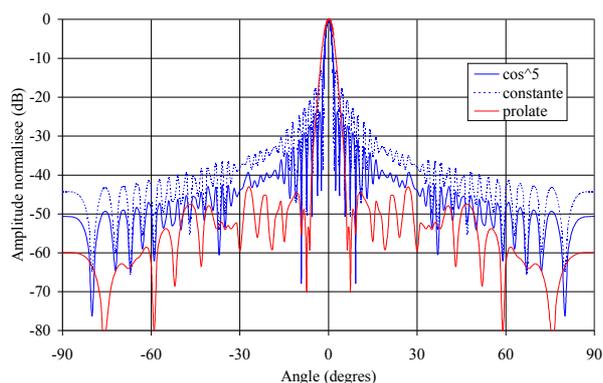


Figure 3.3.a: Influence du paramètre β sur la loi d'illumination

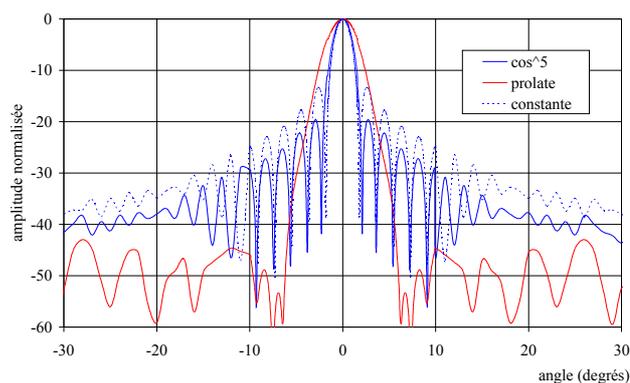
Figure 3.3.b: Influence du paramètre β sur le diagramme de rayonnement

La figure 3.4 compare les performances obtenues avec le programme décrit au chapitre 2 en y incluant un diagramme de source primaire soit de type *prolate*, soit celui d'un guide ouvert ($\cos^5\theta$) pour une ouverture rectangulaire ou circulaire.

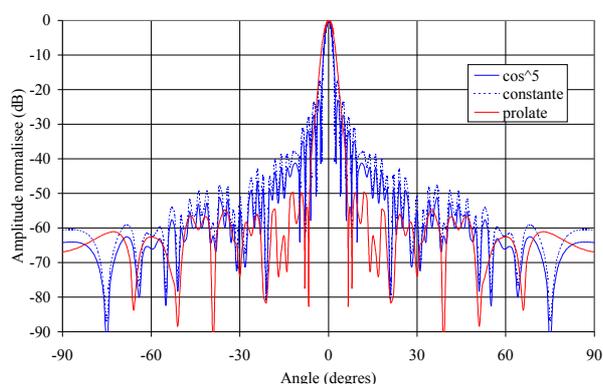
- Chapitre 3 – Influence de la source primaire -



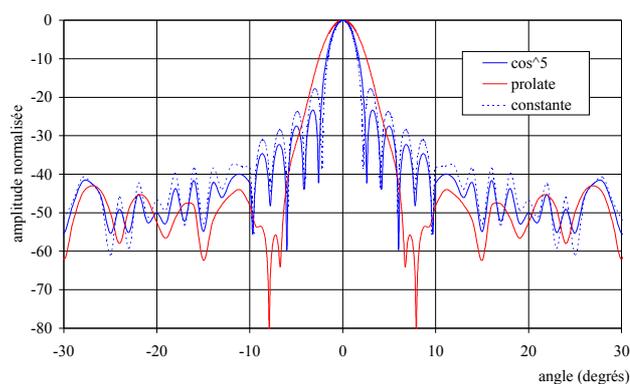
(a) réflecteur carré



(b) réflecteur carré (agrandissement)



(c) réflecteur circulaire



(d) réflecteur circulaire (agrandissement)

Figure 3.4: influence de la loi d'éclairement, $D=100\text{mm}$, $f/D = 0,5$

Conformément à la théorie, la fonction *prolate* élargit le lobe principal. Ce dernier englobe alors les premiers lobes secondaires issus des lois constante ou en cosinus. Les premiers lobes sont repoussés autour de 8° et leur niveau est fortement abaissé. Dans l'ensemble, le niveau des lobes secondaires en dehors du lobe principal est fortement réduit, en particulier pour une ouverture rectangulaire. Cet effet s'accompagne d'une perte de directivité d'environ 4,5 dB en simulation.

Le calcul de l'efficacité globale d'ouverture (η_a) définie dans le chapitre 2, permet de quantifier ce phénomène. Comme la loi d'éclairement a changé, l'efficacité globale doit être recalculée par intégration de la loi d'amplitude selon la définition donnée dans [2]. Cependant, une loi d'amplitude en $\cos^{\prime\prime}\theta$, bien qu'éloignée de la loi d'amplitude *prolate* (figure 3.5.a), constitue une bonne approximation de l'efficacité globale de la fonction *prolate*, (figure 3.5.b). Notons que les lois de la figure 3.5.b représentent des densités de puissance ce qui explique le fait que les exposants dans les légendes de la figure 3.5.b soient le double de ceux de la figure 3.5.a.

Pour un angle d'éclairement de 45° ($f/D=0,5$) l'efficacité globale correspondant à un guide ouvert est de 77%, soit une perte d'environ 1 dB par rapport à la directivité maximale de l'ouverture, alors qu'elle est uniquement de 32% avec la fonction *prolate*, soit une perte de 5 dB. Nous retrouvons les ordres de grandeur de la simulation.

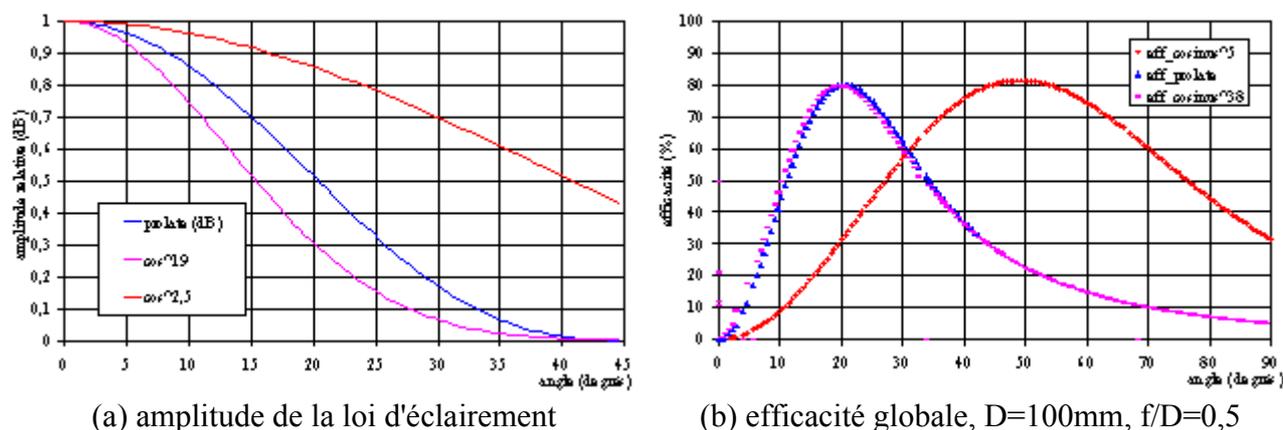


Figure 3.5: Influence de la loi d'éclairiment

Nous avons cherché, dans un premier temps, à valider ce concept sur des réflecteurs de Fresnel afin d'améliorer le niveau des lobes secondaires. Pour cela, nous avons conçu et simulé un cornet circulaire dont le diagramme se superpose à la fonction prolate dans le lobe principal comme indiqué en figure 3.6.a, à l'aide du logiciel SRSRD [10].

Ce logiciel, basé sur le formalisme des équations intégrales dans le domaine fréquentiel, est un outil de simulation pour les structures rayonnantes à symétrie de révolution. A partir de la description géométrique des divers éléments conducteurs et diélectriques de la structure rayonnante et pour chaque fréquence demandée, il nous permet d'obtenir les caractéristiques radioélectriques de l'antenne (diagramme de rayonnement en amplitude et en phase en champ proche et en champ lointain, directivité, coefficient de réflexion).

Le diagramme de rayonnement du cornet obtenu en simulation est assez proche de la fonction prolate dans les deux plans de coupe $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 90^\circ$ pour un rapport f/D égal à 0,5 (figure 3.6.a).

La figure 3.6.b représente la géométrie et les performances de la source sur toute la bande W. L'avantage du cornet prolate est dans sa simplicité puisqu'il ne possède que trois marches pour une bonne stabilité en réflexion, ainsi qu'une petite ouverture (de l'ordre de 9 mm). Cependant, la variation de l'ouverture à -3 dB sur la bande de fréquence (figure 3.6.c) est assez importante, en partie à cause de la dépendance fréquentielle des marches. Ces dernières servent à corriger le mode dominant TE₁₁ du guide d'alimentation de section circulaire en ajoutant le mode d'ordre supérieur TM₁₁ afin de créer un champ électrique à polarisation bien linéaire semblable à celui des guides rectangulaires [11] [12] [13] (figure 3.7). Le cornet a été optimisé autour de la fréquence de 94 GHz à la fois pour avoir une bonne pureté de polarisation, mais aussi pour obtenir une largeur de lobe se rapprochant le plus de celle de la fonction prolate, tout en minimisant le nombre de marches. La largeur du lobe détermine l'ouverture du cornet. Plus la largeur du lobe souhaitée est grande, plus l'ouverture du cornet sera faible. Lors de la conception du cornet, nous avons également tenu compte des contraintes de réalisation. Au laboratoire, la plus petite hauteur de marche réalisable est de l'ordre de 100 μm .

- Chapitre 3 – Influence de la source primaire -

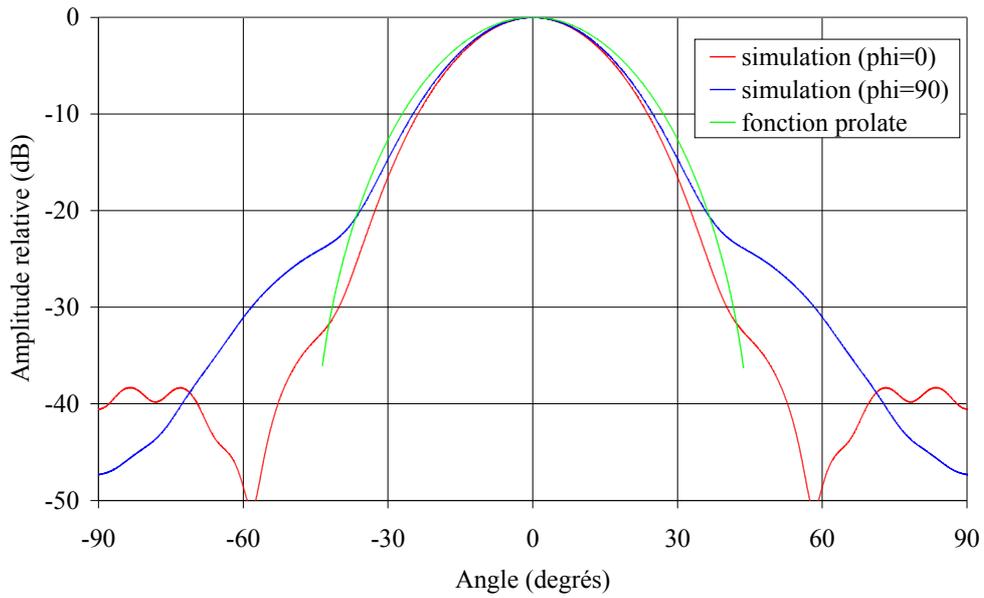


Figure 3.6.a: Diagrammes du cornet prolate à 94 GHz – Simulation SRSRD

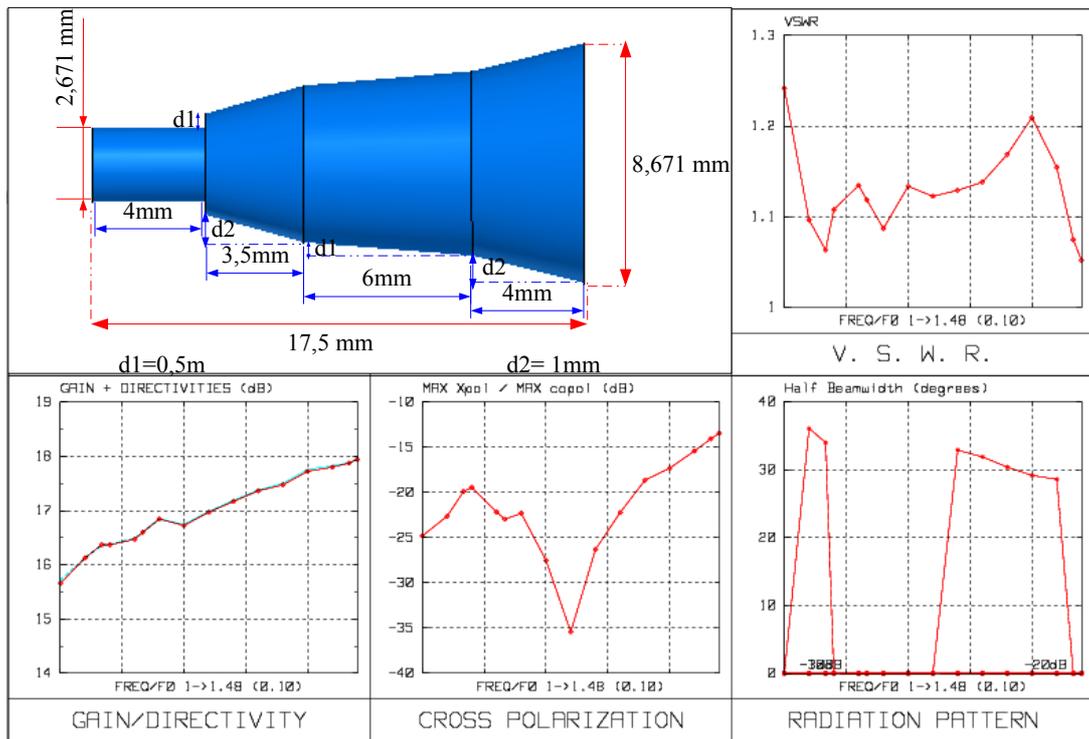


Figure 3.6.b: Caractéristiques de la source prolate- Simulation SRSRD

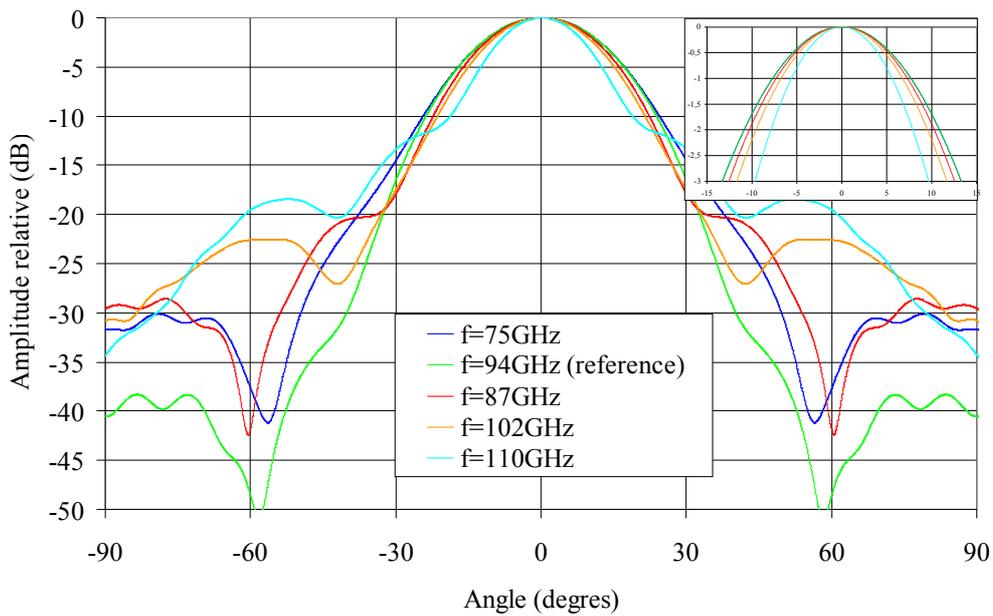


Figure 3.6.c: Évolution de l'ouverture à -3 dB en fonction de la fréquence – Plan E

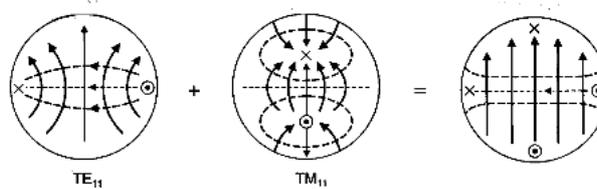
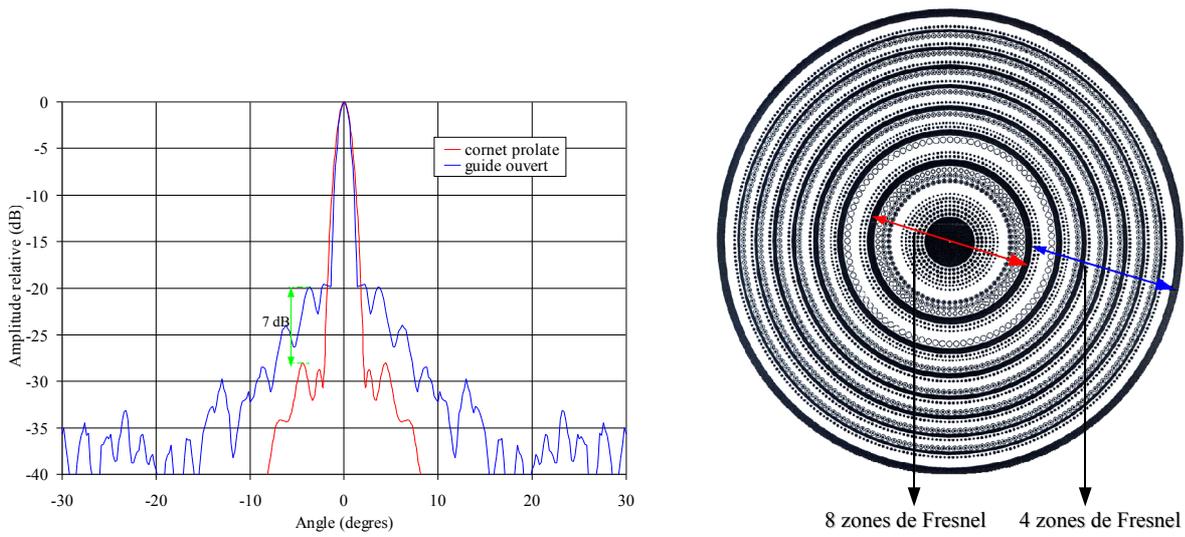


Figure 3.7: Superposition des modes TE_{11} et TM_{11} dans un cornet circulaire [13]

- Réflecteur de Fresnel:

La figure 3.8.a représente la comparaison des simulations effectuées à l'aide du programme de modélisation décrit au chapitre II, avec un réflecteur de Fresnel hybride de 130 mm de diamètre [14] illuminé successivement par le cornet *prolate* et par un guide d'onde standard. On utilise le terme de réflecteur de Fresnel hybride (figure 3.8.b), car ce dernier possède huit zones en son centre et quatre à la périphérie. Cela est dû au fait qu'avec une correction de huit zones, l'espace entre ces dernières est plus petit que la taille de la cellule élémentaire, d'où le passage à une correction quatre zones à la périphérie.



(a) Plan E-Simulation à 94 GHz

(b) Réflecteur de Fresnel hybride

Figure 3.8: réflecteur de Fresnel hybride- Comparaison guide ouvert/ cornet prolate

Les lobes secondaires sont abaissés de près de 7 dB et l'ouverture du lobe principal à -3 dB est élargie de 0,2 ° lorsque le cornet prolate est utilisé comme source primaire.

- Réflecteur parabolique:

A l'aide du logiciel SRSRD, nous avons également simulé un réflecteur parabolique de 200mm de diamètre pour un rapport $f/D=0,5$. La figure 3.9 montre la comparaison lorsque le réflecteur est éclairé par le cornet prolate ou par un guide ouvert.

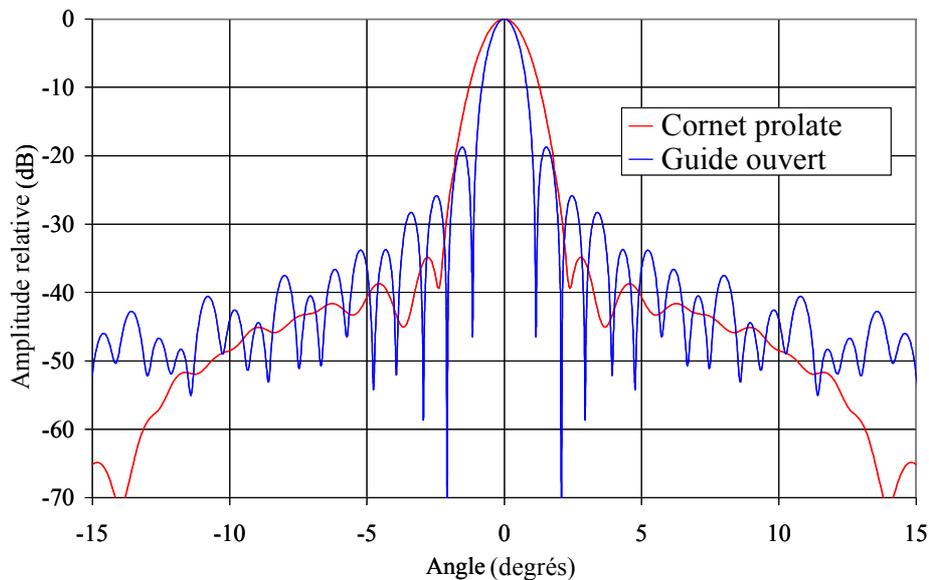


Figure 3.9: Réflecteur parabolique- Comparaison guide d'onde/ cornet prolate

On remarque ainsi que le niveau des lobes secondaires est nettement plus bas (de l'ordre de 15 dB) pour le réflecteur éclairé par le cornet prolate par rapport à celui éclairé par le guide ouvert.

Afin de valider ces différentes simulations, nous avons donc mesuré ce cornet et comparer les performances du réflecteur de Fresnel alimenté par un guide ouvert ou par le cornet *prolate* décrit ci-dessus.

III.1.2 Expérimentations

Le cornet *prolate* conçu pour servir de source primaire à des systèmes focalisant de rapport f/D est à 0,5 a été réalisé au laboratoire (figure 3.10.a). Les diagrammes de rayonnement mesurés dans les plans $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 90^\circ$ sont très similaires aux diagrammes de rayonnement simulés.

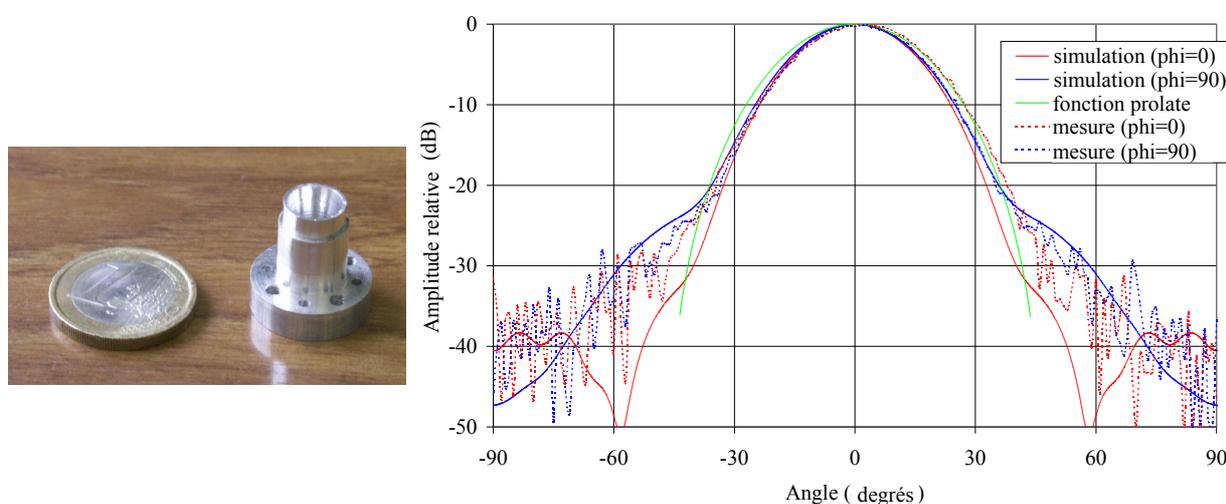


Figure 3.10.a: Cornet prolate

Figure 3.10.b: Diagramme de rayonnement à 94 GHz

Nous avons également regardé l'évolution du gain et du diagramme de rayonnement du cornet sur toute la bande W (figures 3.11.a et 3.11.b,c).

- Chapitre 3 – Influence de la source primaire -

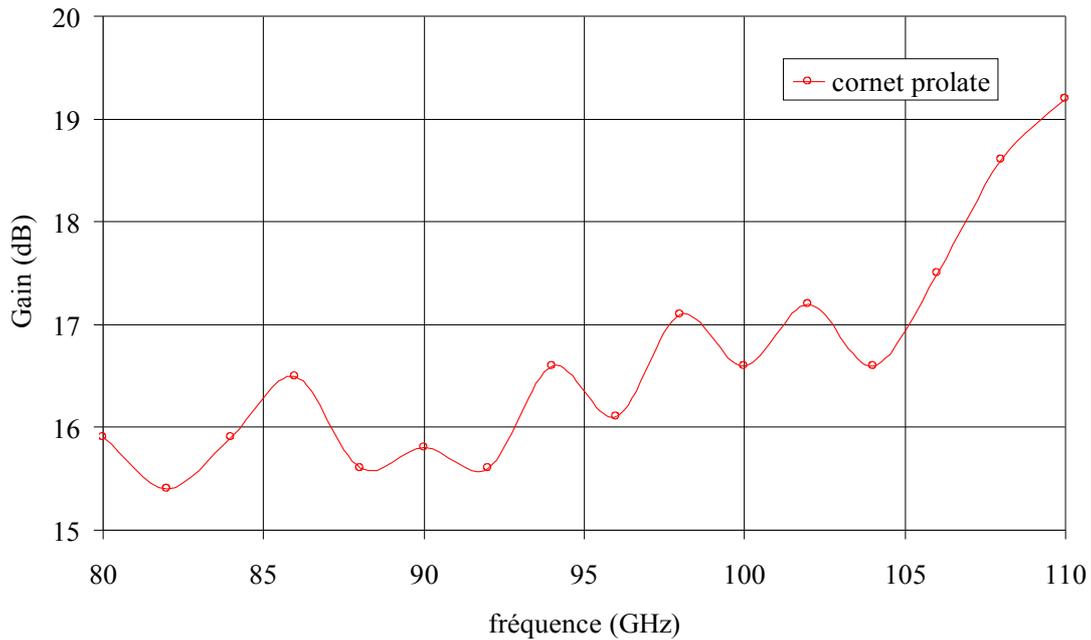


Figure 3.11.a: Gain mesuré sur la bande W

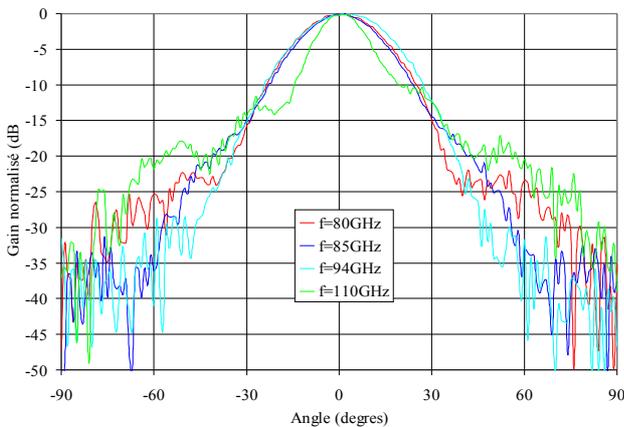


Figure 3.11.b: Evolution du diagramme de rayonnement sur la bande W – Plan $\phi = 0^\circ$ – Mesures

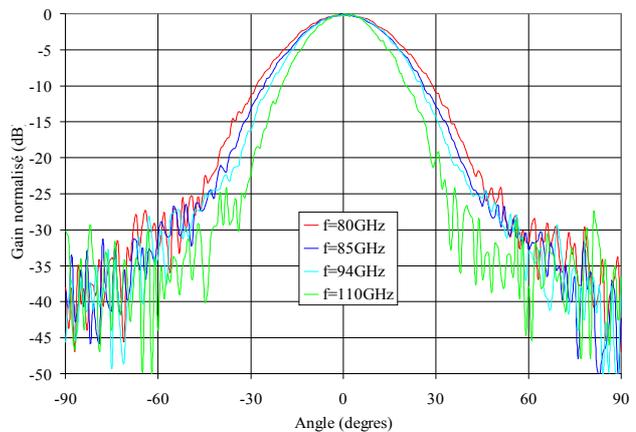


Figure 3.11.c: Evolution du diagramme de rayonnement sur la bande W – Plan $\phi = 90^\circ$ – Mesures

Nous remarquons une relative stabilité du diagramme de rayonnement de 75 GHz jusqu'à 110 GHz. Au delà, le diagramme de rayonnement du cornet s'éloigne de la forme de la fonction *prolate*, il devient plus directif ce qui se traduit par une augmentation du gain.

La figure 3.12.a est une photo du réflecteur de Fresnel avec comme source primaire un guide d'onde WR-10 coudé. Une comparaison des mesures entre le réflecteur éclairé successivement par le cornet *prolate*, puis par un guide ouvert standard a été effectuée. Les résultats sont présentés sur la figure 3.12.b. De la même manière que dans les simulations, les lobes secondaires sont abaissés

- Chapitre 3 – Influence de la source primaire -

et le lobe principal est élargi. Le cornet *prolate* possède une bride de 21 mm de diamètre, nécessaire à sa connexion, située « derrière » son ouverture (figure 3.10.a), ce qui a pour conséquence d'augmenter le masquage. Nous ne possédons pas au laboratoire les équipements qui nous permettraient de couder le guide circulaire de sortie du cornet pour décaler la bride afin de réduire le masquage qu'elle occasionne. Cependant, pour effectuer les comparaisons (dans des conditions les plus semblables) entre le guide ouvert et le cornet *prolate*, nous avons choisi un guide ouvert WR-10 standard non coudé dont la bride est aussi située derrière l'ouverture du guide.



Figure 3.12.a: Réflecteur de Fresnel hybride

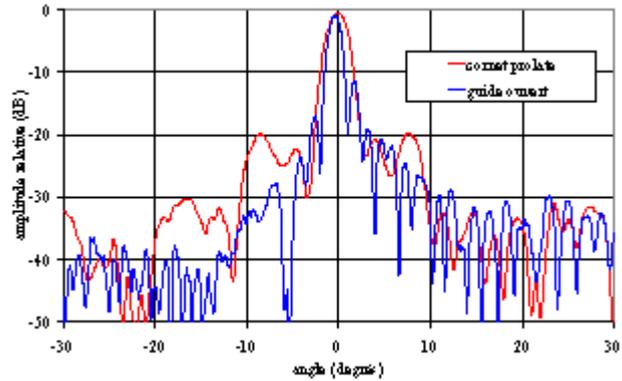


Figure 3.12.b: Plan E- mesure à 94 GHz

Seule la mesure du plan E est représentée car elle correspond au cas le plus défavorable en raison du niveau élevé de ses lobes secondaires. Le masquage de la bride influe grandement sur les performances du réflecteur, que ce soit lorsqu'il est éclairé par le guide ou par le cornet *prolate*. Des simulations (figure 3.13) ont été effectuées afin d'étudier l'influence de la bride sur le diagramme de rayonnement. Le réflecteur a été éclairé avec une source *prolate* avec et sans la bride. Le niveau des lobes secondaires remonte de près de 10 dB avec la bride.

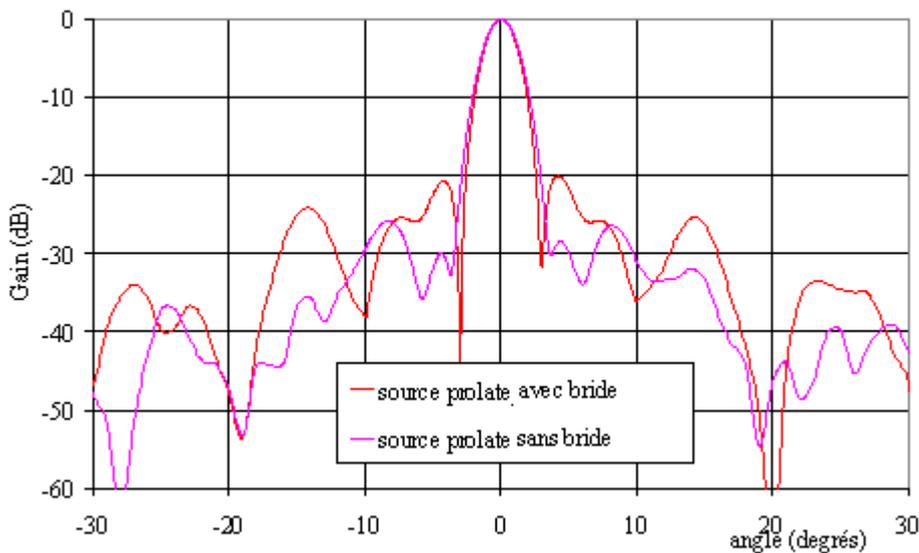


Figure 3.13: Influence du masquage Plan E - Simulation

- Chapitre 3 – Influence de la source primaire -

Afin de remédier aux effets de masquage qui dégradent les mesures, nous avons réalisé un réflecteur à *offset*. Cela nous a permis de mettre en évidence l'amélioration apportée par l'utilisation des sources *prolate*.

Le diamètre du réseau réflecteur est de 130 mm et le rapport f/D est égal à 0,5. L'*offset* de la source est de 45° (figure 3.14). Dans ce chapitre, nous nous intéressons uniquement à l'influence de la source primaire sur le niveau des lobes secondaires. Une étude plus approfondie de ce réflecteur sera proposée dans le dernier chapitre.

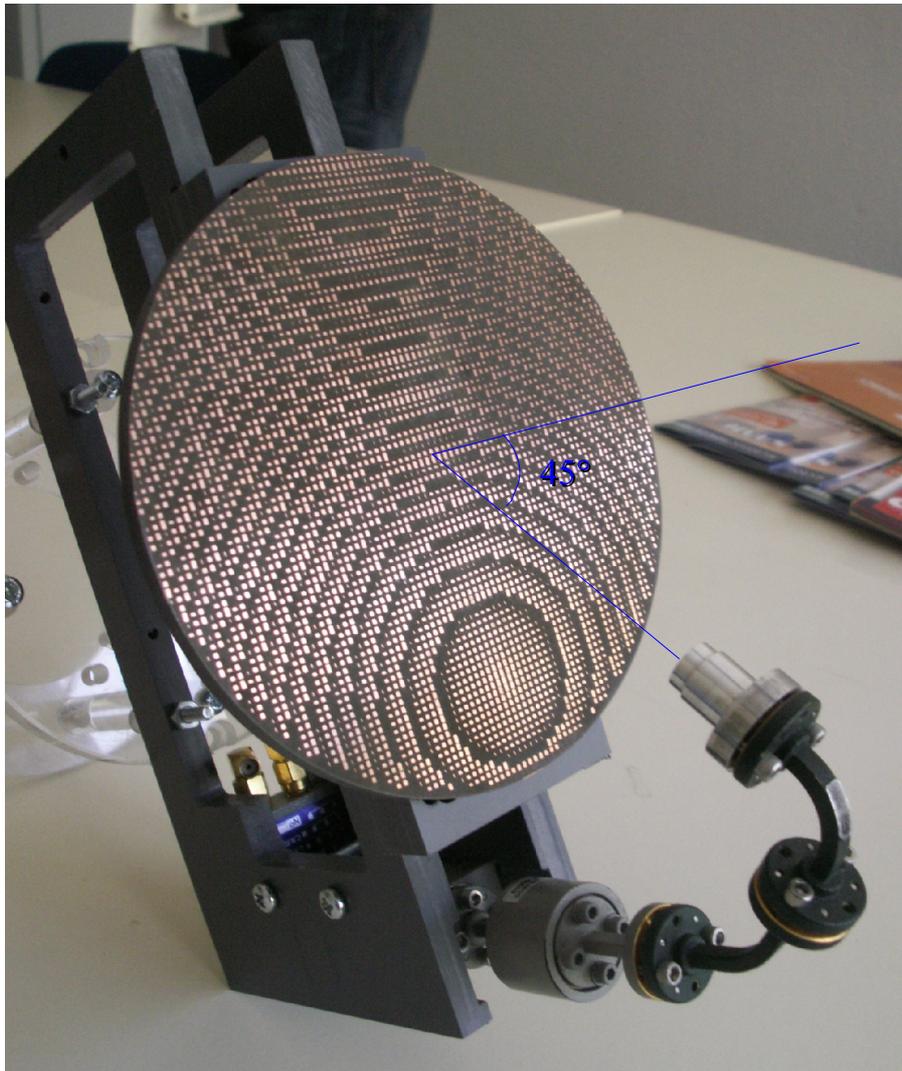


Figure 3.14: Reflectarray en offset – $D=130$ mm, rapport $f/D=0,5$

Les mesures des plan E et H à 94 GHz sont représentées sur la figure 3.15. L'influence du cornet *prolate* est ici évidente. Le niveau des premiers lobes secondaires est inférieur à -20 dB dans le plan E et à -35 dB dans le plan H. De façon générale, le rayonnement en dehors du lobe principal est très bas (-30 à -40 dB). Cependant, nous pouvons noter que le diagramme de rayonnement dans le plan E n'est pas symétrique. Pour un angle de 45° , nous observons une remontée du niveau des lobes secondaires de l'ordre de 20 dB. Ce phénomène s'explique par l'existence d'une réflexion spéculaire autour de cet angle-là.

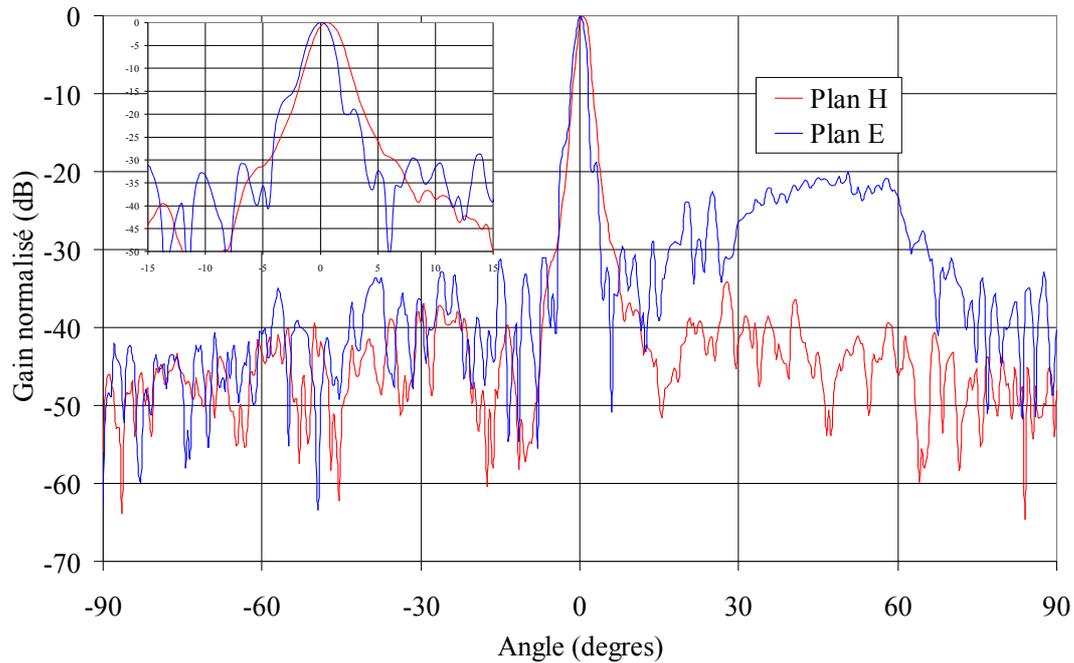


Figure 3.15: Diagramme de rayonnement du reflectarray en offset – Mesure à 94 GHz

III.2 Lentilles

III.2.1 Simulation et conception

Les sources *prolate* sont également intéressantes pour les antennes à lentille. Nous avons conçu un nouveau cornet *prolate* pour être utilisé comme source primaire avec une lentille en PVC dont on disposait au laboratoire. Pour éclairer cette lentille à profil hyperbolique, nous choisissons un rapport f/D égal à 1 (figure 3.16).

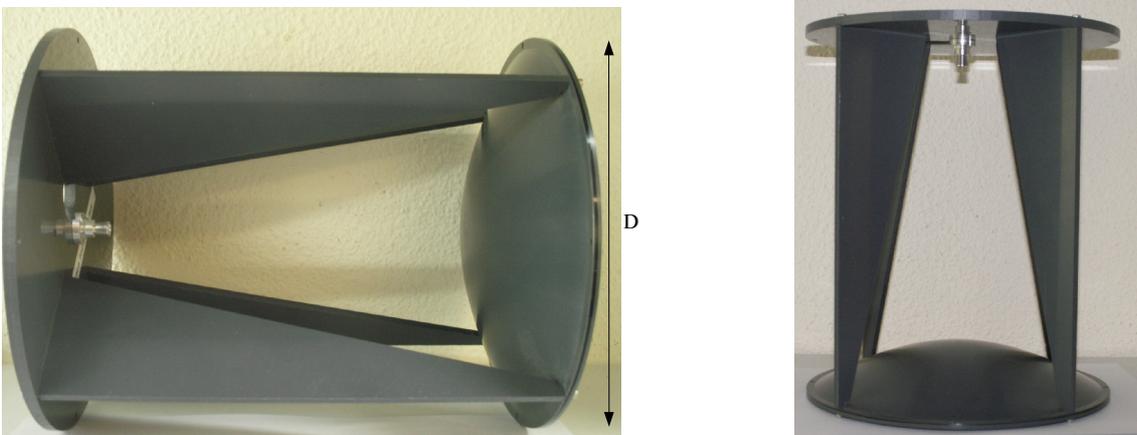


Figure 3.16: Lentille en PVC – $D=200$ mm

- Chapitre 3 – Influence de la source primaire -

Pour obtenir la même atténuation en terme d'amplitude au bord de la lentille, que celle des réflecteurs précédents, il nous faut développer une nouvelle source *prolate*.

La figure 3.17 représente la comparaison entre la fonction *prolate* et les diagrammes de rayonnement dans les plans $\phi = 0^\circ$ et $\phi = 90^\circ$, du cornet *prolate* optimisé pour éclairer des structures dont le rapport f/D est égal à 1 (demi-angle d'ouverture égal à 27°).

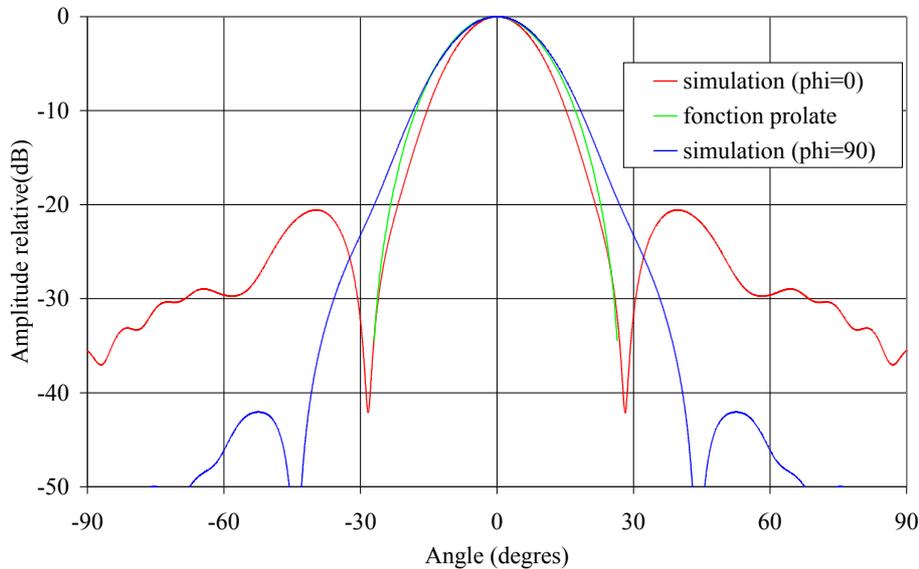


Figure 3.17: Diagramme du cornet prolate – Simulation à 94 GHz

Ce cornet est relativement peu encombrant puisque son ouverture est d'environ 13 mm et il possède cinq marches. L'ouverture du cornet est plus grande que le précédent, d'où un nombre de marches plus importantes. La figure 3.18 représente la géométrie de cette source ainsi que ses caractéristiques sur toute la bande W .

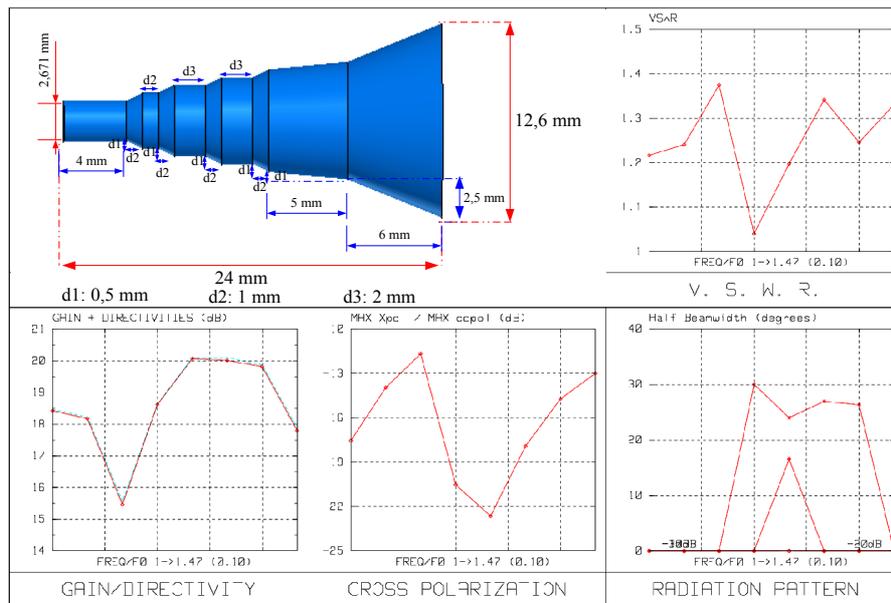


Figure 3.18: Caractéristiques du cornet prolate – Simulations SRSRD

Comme précédemment nous voyons sur la figure 3.19, que le diagramme de rayonnement se déforme en fonction de la fréquence à cause de la dépendance des marches à la fréquence de travail. On peut remarquer que ces fluctuations du diagrammes de rayonnement sont plus importantes pour ce cornet que pour le précédent à cause de son plus grand nombre de marches.

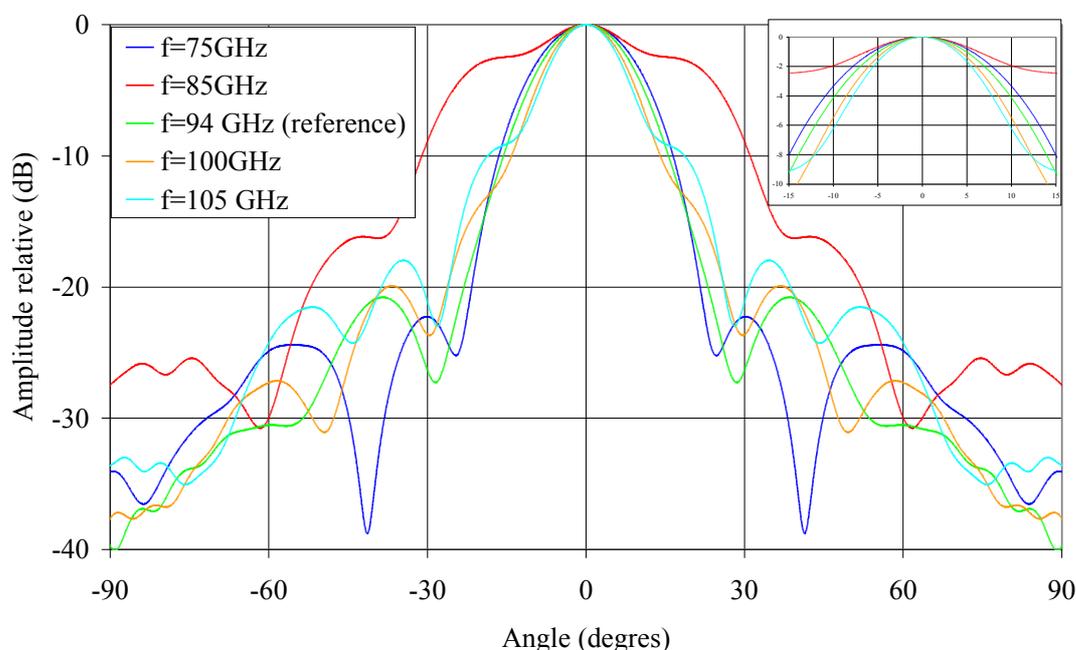


Figure 3.19: Evolution du diagramme de rayonnement du cornet prolate sur la bande W. Simulation SRSRD

- Lentille diélectrique

Nous avons par la suite simulé cette source *prolate* associée à la lentille diélectrique de 200 mm de diamètre, à profil hyperbolique, qui a été conçu au laboratoire et réalisée à l'université d'Ulm dans le cadre du projet d'action intégrée (PAI) Procopé. Le choix d'une focale relativement longue (rapport $f/D = 1$) permet de limiter la quantité de matériau utilisé ainsi que la courbure de la lentille, d'où un gain de poids et une diminution des pertes. Cet aspect est important car il assure un meilleur état de surface.

Différents tests ont été effectués. Tout d'abord le comportement du système entier (source *prolate* + lentille) sur toute la bande W a été simulé à l'aide du logiciel SRSRD. Une comparaison entre la lentille éclairée par cette source *prolate*, puis par un guide ouvert a été menée afin de voir l'influence éventuelle de la source *prolate* sur l'amélioration du diagramme de rayonnement de la lentille. La figure 3.20 résume les performances globales de la lentille associée au cornet *prolate*.

- Chapitre 3 – Influence de la source primaire -

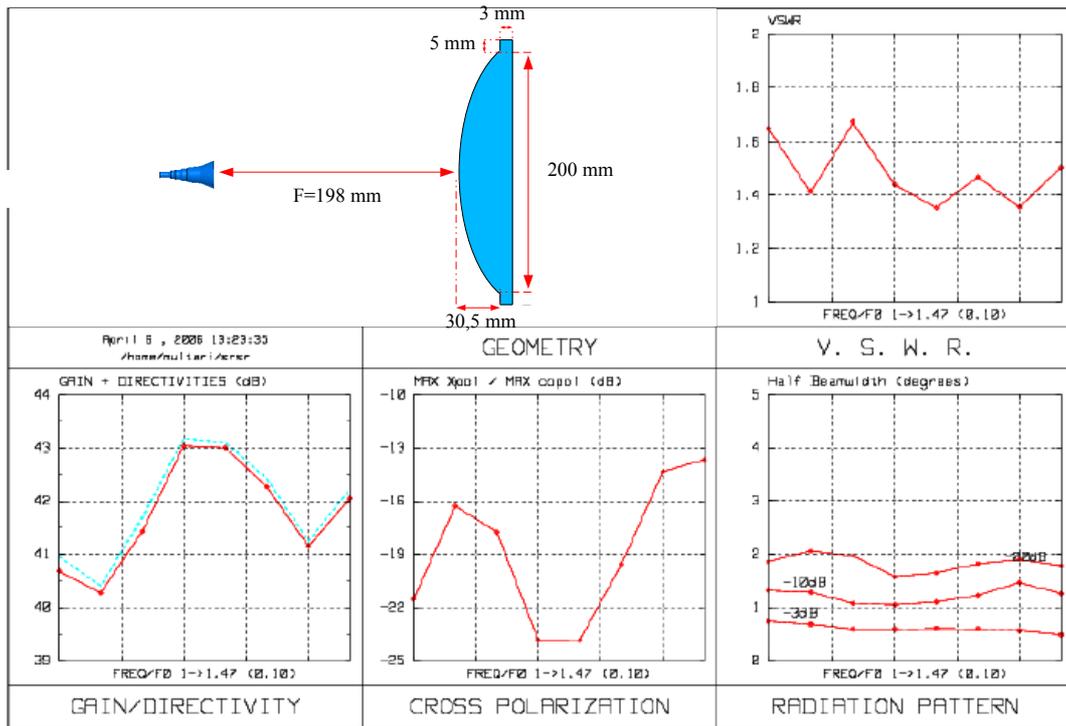
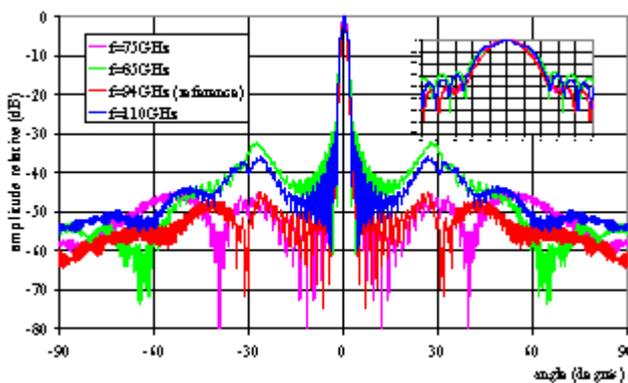


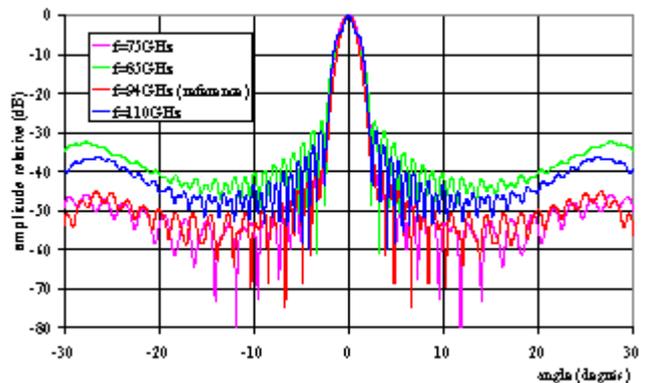
Figure 3.20: Performances globales de la lentille

Sur la figure 3.21, sont représentés les diagrammes de rayonnement simulés de la lentille éclairée par le cornet *prolate* pour différentes fréquences couvrant la bande W.

La lentille possède une oscillation maximale en gain de 2,5 dB en simulation et un diagramme relativement stable sur toute la bande. Le Rapport d'Ondes Stationnaire varie entre 1,65 et 1,4. Nous voyons que le diagramme de la source primaire est moins stable que celui de la lentille qui « absorbe » notamment les oscillations de l'ouverture à -3 dB du cornet « *prolate* ».



(a) Plan E - Simulation



(b) Agrandissement du plan E - Simulation

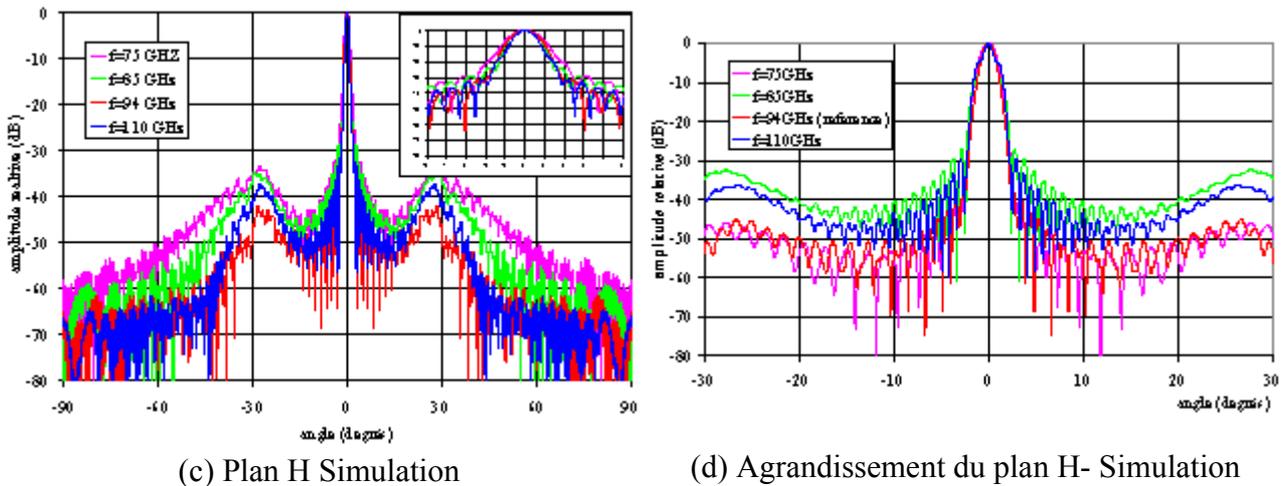


Figure 3.21: Evolution du diagramme de rayonnement sur la bande W

Intéressons nous maintenant à l'amélioration apportée au niveau du diagramme de rayonnement par l'utilisation comme source primaire de la source *prolate* par rapport à un guide ouvert. La figure 3.22 résume cette comparaison.

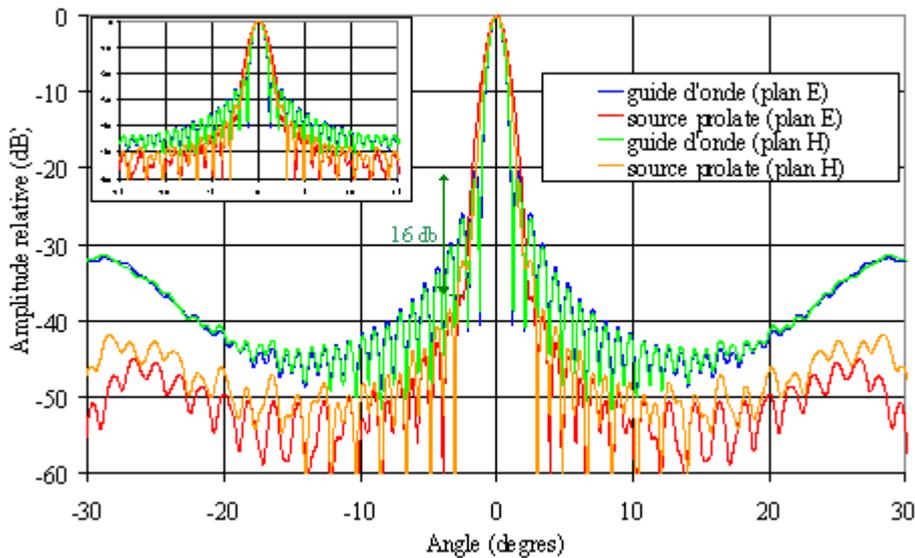


Figure 3.22: Comparaison entre le guide d'onde et la source prolate -Simulation

Le niveau des lobes secondaires de la lentille éclairé par le cornet *prolate* est 16 dB plus bas que celui de la lentille dont la source primaire est un guide ouvert. En contre partie, l'ouverture à -3 dB du lobe principal est plus large d'environ $0,2^\circ$ lorsqu'on utilise une source *prolate* et une perte de gain de 3 dB est observée.

III.2.2 Expérimentations

Cette source *prolate* a été fabriquée (figure 3.23.a) et mesurée au LEAT (figure 3.23.b). Le diagramme de rayonnement mesuré à 94 GHz correspond parfaitement aux simulations obtenues avec le logiciel SRSRD.

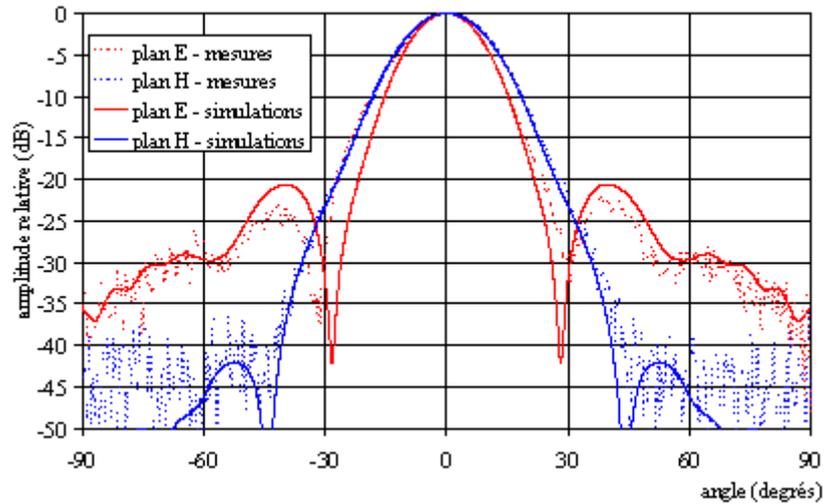


Figure 3.23.a: Cornet prolate

Figure 3.23.b: Diagramme de rayonnement à 94 GHz

Le comportement de cette antenne sur la bande W en terme de gain et de variation d'ouverture a -3 dB est représenté sur les figure 3.24.a, b et c. On peut ainsi remarquer que le diagramme de rayonnement pour les fréquences de 85 GHz et de 110 GHz est très déformé dans le plan $\phi=0^\circ$, tandis qu'à 75 GHz, il est très semblable au diagramme de référence. Dans le plan $\phi=90^\circ$, les variations sont nettement moins importantes. Ces variations s'expliquent par l'excitation de modes d'ordre supérieur du fait que le cornet possède plusieurs marches. Cela va entraîner une dégradation du diagramme de rayonnement. Quand au gain, ce dernier varie entre 17 dB et 20 dB sur toute la bande W .

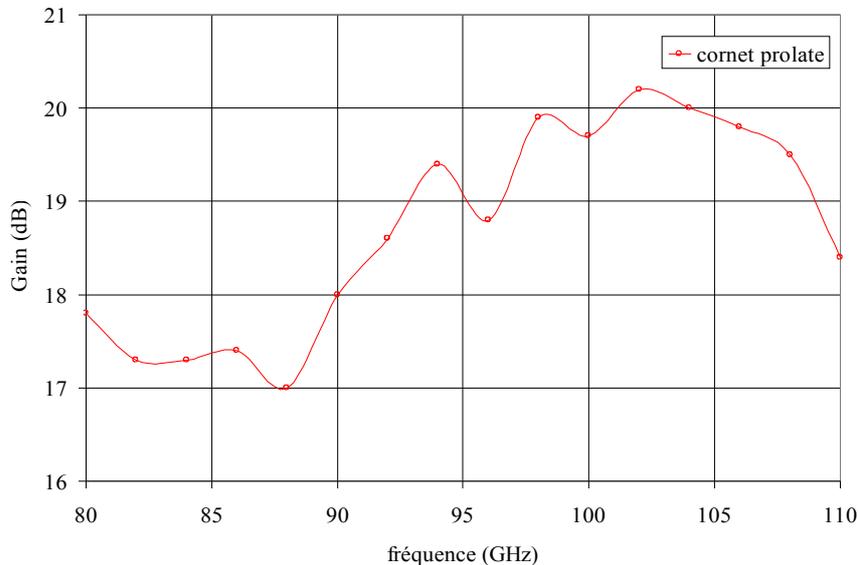


Figure 3.24.a: Gain mesuré sur la bande W

- Chapitre 3 – Influence de la source primaire -

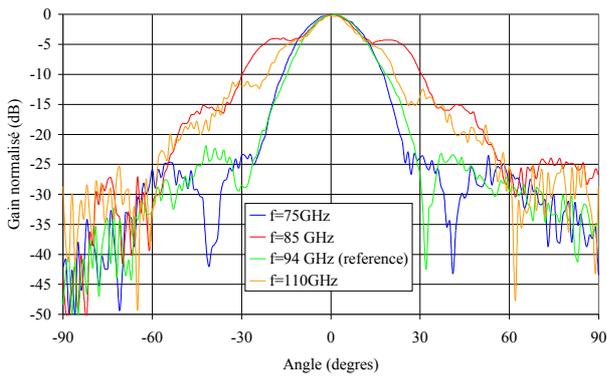


Figure 3.24.b: Evolution du diagramme de rayonnement en fonction de la fréquence.
Plan $\phi = 0^\circ$

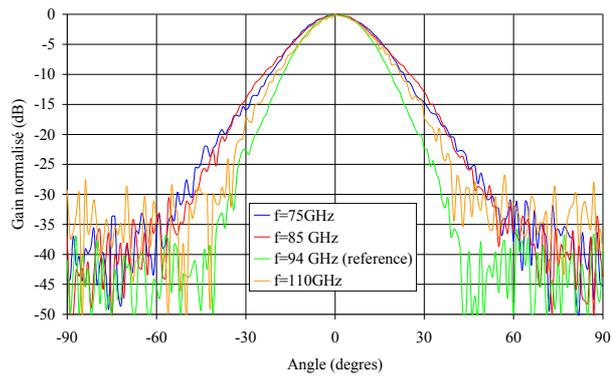


Figure 3.24.b: Evolution du diagramme de rayonnement en fonction de la fréquence.
Plan $\phi = 90^\circ$

- Lentille diélectrique:

Le cornet *prolate* a été utilisé pour servir de source primaire à la lentille en PVC de 200 mm de diamètre dont nous disposons au laboratoire, et une série de mesures sur toute la bande W a été conduite. Ces mesures sont présentées en figure 3.25.a et 3.25.b.

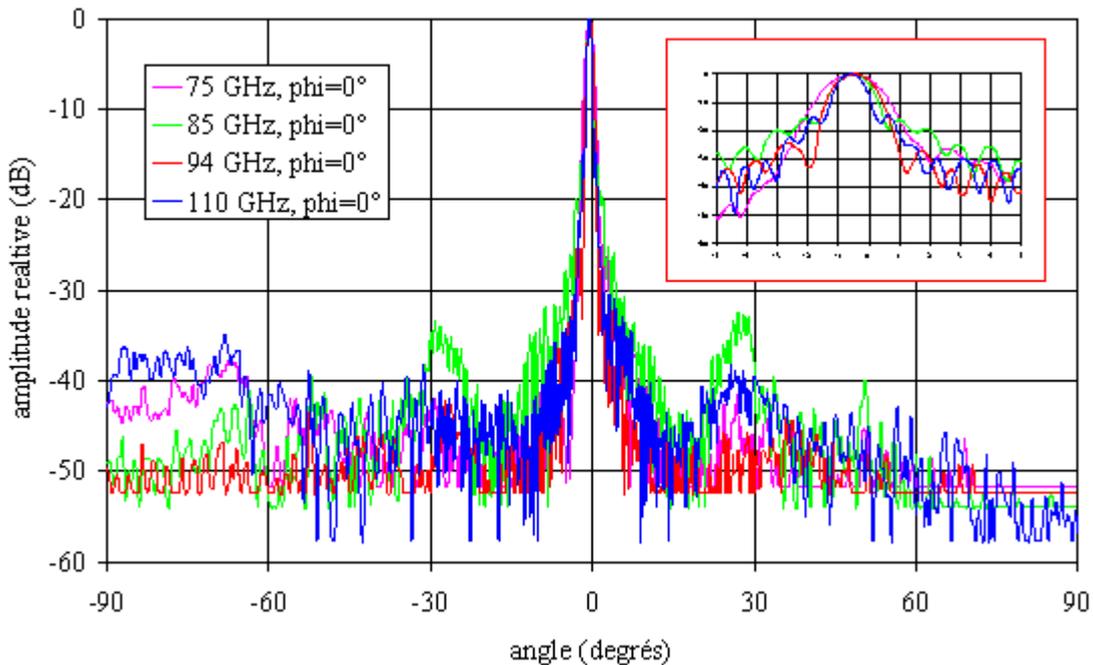


Figure 3.25.a: Plan E - Mesure

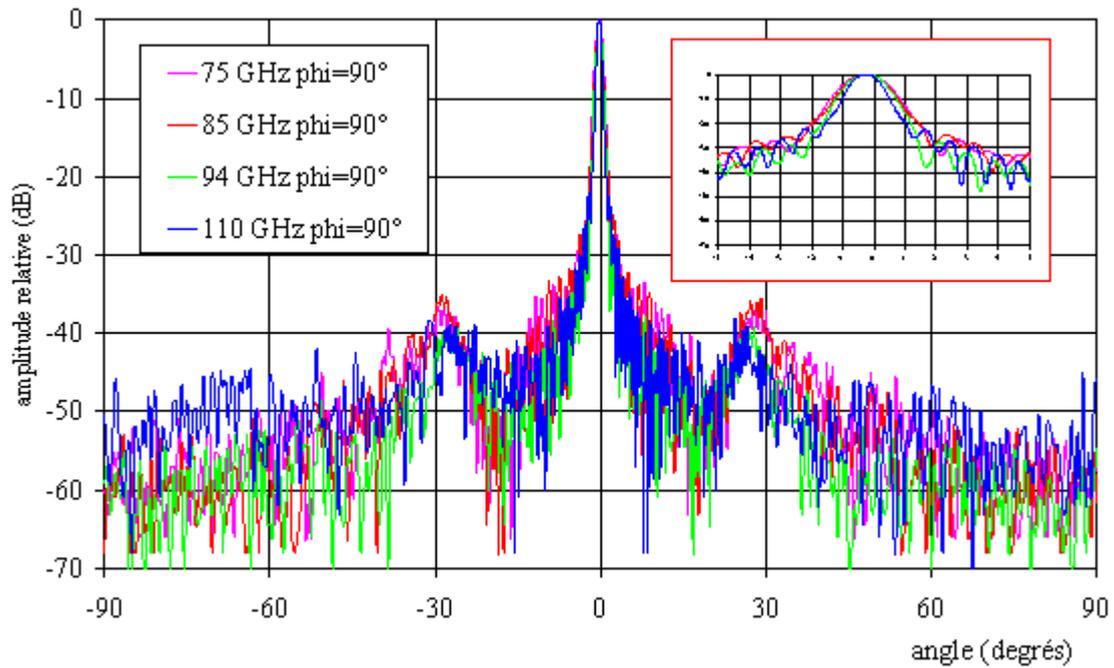


Figure 3.25.b: Plan H - Mesure

Le niveau des lobes secondaires est faible (inférieurs à -20 dB). Le débordement de la source primaire qui éclaire la lentille à $\pm 27^\circ$ est nettement visible car ce phénomène se traduit par les remontées de lobes secondaires pour ces angles. Les performances de la lentille (gain et efficacité d'ouverture) sont représentées en figure 3.26. Elles sont deux fois plus faibles, ce qui correspond en grande partie aux pertes dans la lentille mais aussi à une adaptation médiocre de celle-ci (figure 3.27.c). En effet, par souci d'économie (les pièces doivent être fabriquées en dehors du laboratoire), nous n'avons pas ajouté de transition guide circulaire-guide rectangulaire nous permettant de relier le cornet *prolate* (terminaison sur guide circulaire) à l'analyseur de réseau (qui a ses ports sur guide rectangulaire). L'outillage disponible au laboratoire nous permet de réaliser uniquement des structures à symétrie de révolution.

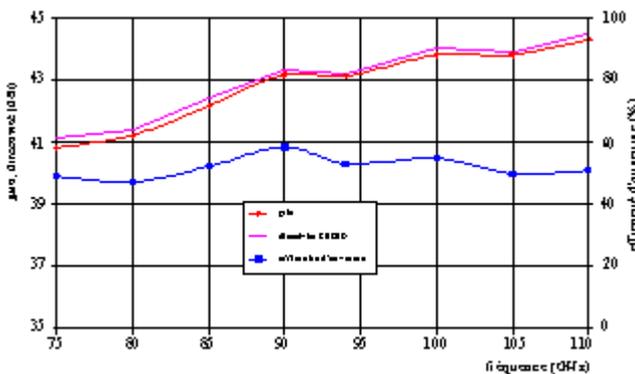


Figure 3.26.a: Performances - Simulations

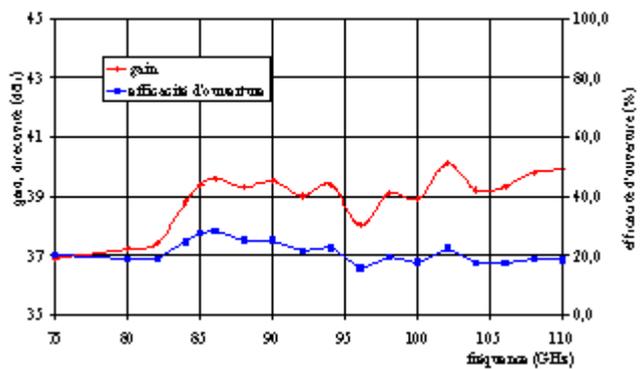


Figure 3.26.b: Performances - Mesures

- Chapitre 3 – Influence de la source primaire -

Les mesures du coefficient de réflexion de la source *prolate* (figure 3.27.a) et de la lentille (figure 3.27.b) montrent que l'adaptation fluctue entre -8 et -15 dB et présente des oscillations répétées dues aux allers-retours entre la lentille et la source primaire. La figure 3.27.a compare les résultats entre la mesure, la simulation de la source directement au contact d'un port en guide rectangulaire, qui reflète la mesure, et par comparaison cette même source connectée à la transition ou à un port circulaire (figure 3.27.c). La similitude de ces deux dernières courbes montrent que la transition n'affecte pas la valeur intrinsèque du coefficient de réflexion. Nous avons ainsi évalué, en simulation, l'impact du manque de transition. Cette dernière, dont les paramètres géométriques sont décrits figure 3.27.d est performante sur toute la bande W. Ces simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel Ansoft HFSS version 10 au lieu de SRSRD car elles ne sont plus à symétries de révolution.

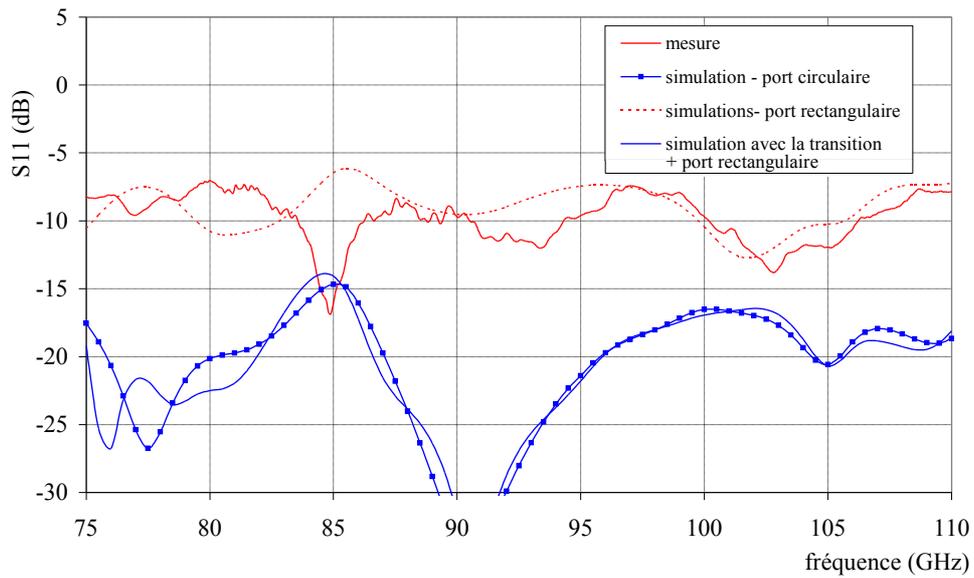


Figure 3.27.a : source - mesure du coefficient de réflexion

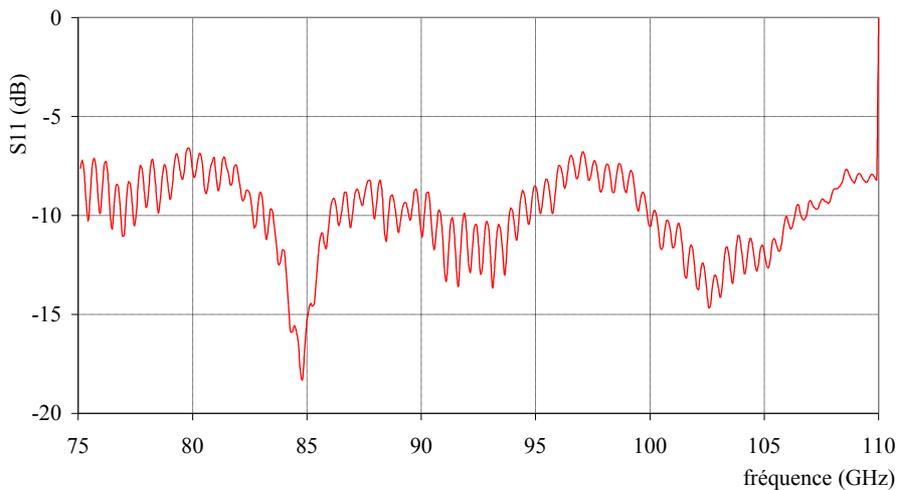
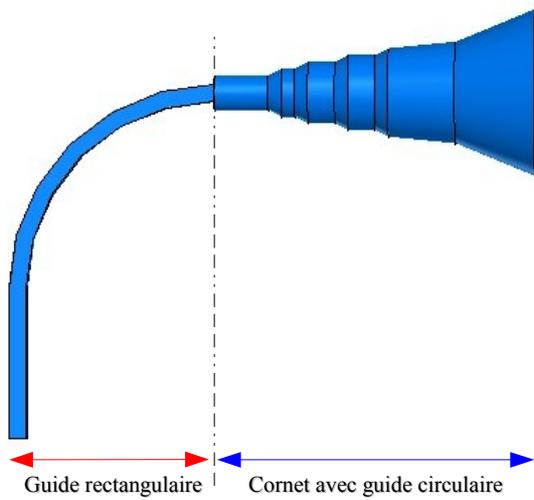
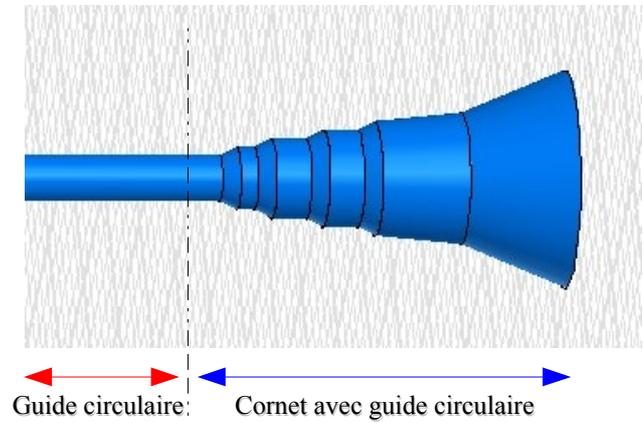


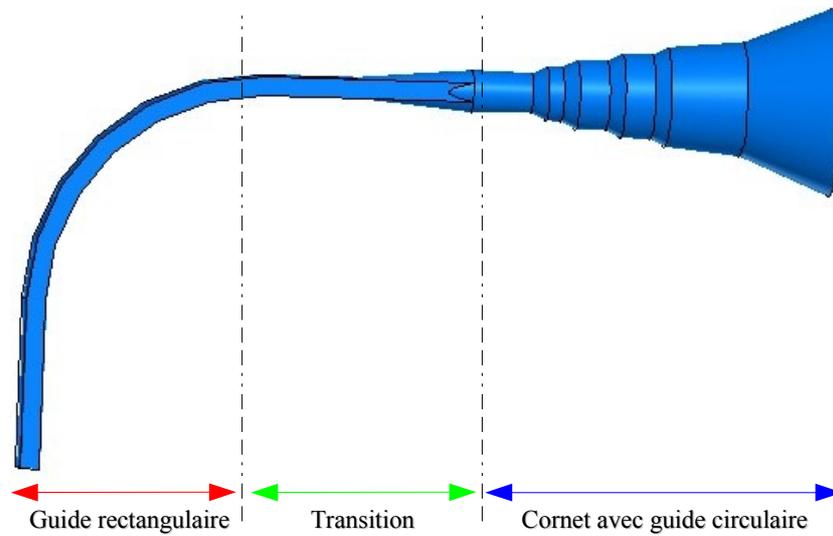
Figure 3.27.b : lentille - mesure du coefficient de réflexion



(a) Configuration Mesure et Simulation
- port rectangulaire



(b) Configuration Simulation- port circulaire



(c) Configuration Simulation avec la transition

Figure 3.27.c: Configuration des différentes sources mesurées ou simulées

- Chapitre 3 – Influence de la source primaire -

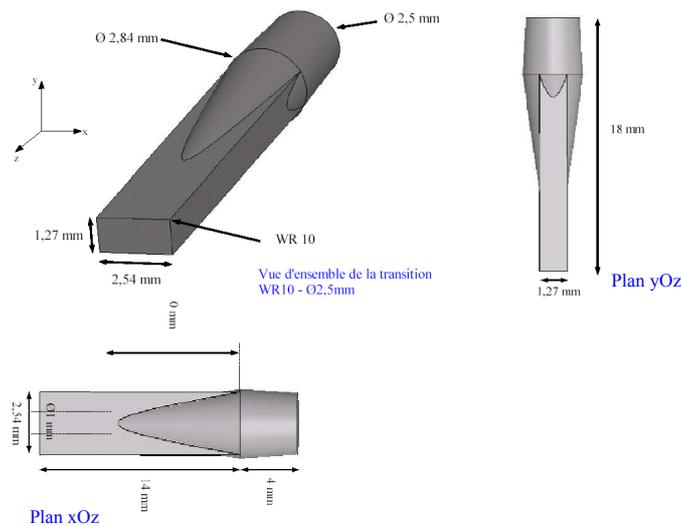


Figure 3.27.d : Paramètres géométriques de la transition

A l'avenir, ces transitions seront réalisées et utilisées pour toutes les structures nécessitant ce type d'élément, mais les mesures présentées dans cette thèse le seront sans transition.

Afin d'étudier plus spécifiquement l'influence en tant que source primaire du cornet *prolate* sur la lentille décrite précédemment, nous avons effectués des mesures à 94 GHz soit avec le cornet *prolate* comme source primaire soit avec un guide ouvert standard WR-10 (figure 3.28).

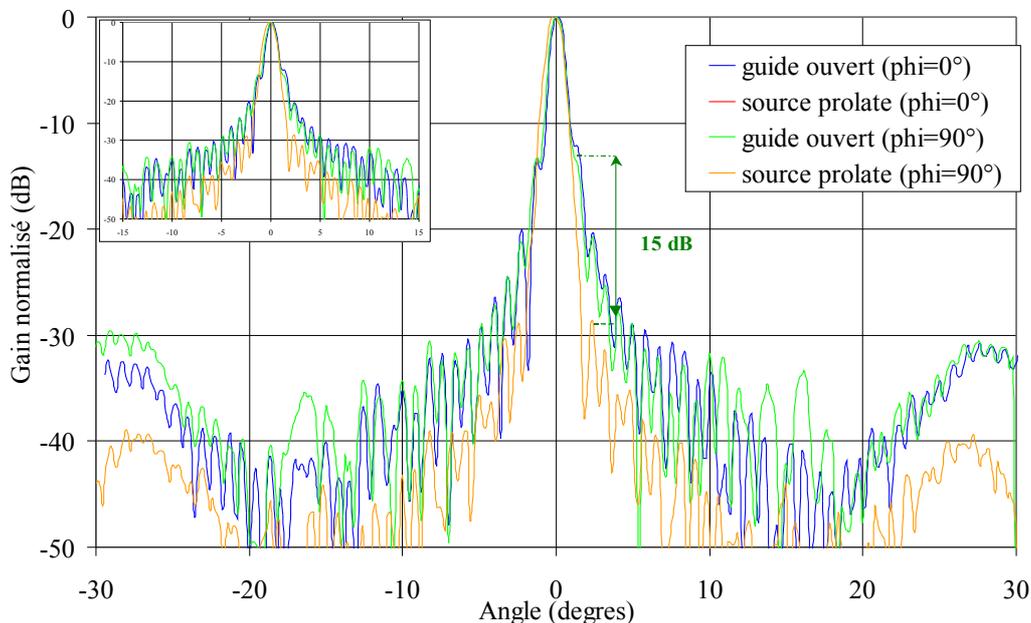


Figure 3.28: comparaison entre la source prolate et le guide ouvert – mesures à 94 GHz

Les lobes secondaires sont plus faible de près de 15 dB pour la lentille éclairée par le cornet *prolate*. Si l'on regarde le gain mesuré avec la source *prolate*, on voit que ce dernier est de 39,4 dB alors que la directivité calculée par l'intégration du diagramme est de 42,7 dB. Les pertes sont ainsi estimées à 3 dB.

IV – Conclusion

Le cornet *prolate* associé aux lentilles diélectriques ou encore au réflecteur parabolique donne de meilleurs résultats que celui associé aux réflecteurs de Fresnel. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que pour obtenir une amélioration en terme de niveau de lobes secondaires grâce à l'utilisation de source *prolate*, les retards de phase doivent être correctement corrigés et particulièrement au centre de la structure comme c'est le cas pour des lentilles à profil hyperbolique ou encore des réflecteurs paraboliques contrairement aux réflecteurs de Fresnel. Un deuxième phénomène qui limite l'influence de la source *prolate* sur le diagramme de rayonnement concerne la dimension de la bride située derrière le cornet. Ce phénomène n'est évidemment visible que pour des systèmes réfléchissants (réflecteur de Fresnel, *reflectarray*, réflecteur parabolique). Si l'on souhaite diminuer l'influence de cette bride, il nous faut soit en réduire la taille, soit augmenter la distance focale du réflecteur, mais au détriment de la compacité. Ou encore, concevoir un système avec un réflecteur éclairé par une source en offset qui permette de garder une focale courte (compacité) tout en diminuant une grande partie du masquage dû à la source. Cette approche a été testée avec succès.

En résumé, nous avons montré que les lobes secondaires des systèmes focalisants pouvaient être améliorés, sans pour autant trop élargir le lobe principal, en choisissant des sources primaires dont le diagramme de rayonnement est proche d'une fonction *prolate spheroidal* qui correspond à la fenêtre optimale pour obtenir le minimum d'énergie dans les lobes secondaires. Les deux cornets qui ont été réalisés peuvent être ainsi utilisés pour différents systèmes focalisants avec des rapports f/D respectivement de 0,5 et de 1. Ils ont pour avantages d'être faciles à fabriquer et relativement compacts, ce qui contribue à un masquage faible dans le cas d'une utilisation avec des réflecteurs, si l'on exclut le problème de la bride. Ces résultats sont donc intéressants dans l'optique d'applications multi-faisceaux, dont le système est alimenté par plusieurs sources, car cela permet de réduire les zones de couverture mutuelles des sources primaires.

Références du chapitre 3

- [1] R.C HANSEN, "A One-Parameter circular aperture distribution with narrow beamwidth and low sidelobes", IEEE trans. Antennas Propagat, vol 24, pp.477-480, july 1976
- [2] C.A BALANIS, "Antenna Theory - Analysis and design ", ISBN: 0-471-59268-4 1996
- [3] D. SLEPIAN, H.O POLLAK, "Prolate Spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty I", Bell System Technical Journal, vol.40, pp.43-64, january 1961
- [4] C. AIME, R. SOUMMER, "Introduction to Stellar Coronagraphy with entrance pupil apodization", ISBN: 2-86883-687-9 2003
- [5] R. SOUMMER, C. AIME, P.E FALLOON, "Prolate apodized coronagraphy: numerical simulations for circular apertures", ISBN: 2-86883-687-9 2003
- [6] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Coronographe>
- [7] http://calys.obspm.fr/astro/planet/images/princ_corono.gif
- [8] D.R.RHODES, "The Optimum Line Source for the Best Mean-Square Approximation to a Given Radiation Pattern", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.11, pp.440-446, july 1963
- [9] D.V GIRI, "Paraboloidal and Prolate-Spheroidal Impulse Radiating Antenna with Illustrative Examples", 1st European Conference on Antennas & Propagation (EuCAP2006), 2006
- [10] A. BERTHON, R. BILLS, "Integral Equation Analysis for Radiating Structures of Revolution", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.49, pp.159-170, february 1989
- [11] E. ROUBINE, "Circuits pour ondes ultracourtes"
- [12] P.F COMBES, R. CRAMPAGNE, "Guides d'ondes métalliques", Technique de l'ingénieur, traité d'Electronique,E1 104
- [13] S. DRABOWITCH, A. PAPIERNIK, H.D GRIFFITHS, J. ENCINAS, B.L SMITH, "Modern Antennas", ISBN: 1-4020-3216-1 2005
- [14] BINH DUONG NGUYEN, "Etude et réalisation d'antennes millimétriques pour radar de détection d'obstacles", Thèse de doctorat, 2005, Université de Nice Sophia-Antipolis

CHAPITRE 4:

***E**TUDE SUR LES CELLULES DES RESAUX
RÉFLECTEURS*

- ♦ Contexte
- ♦ Influence de la réduction de la taille des cellules
 - ♦ Forme de cellules
 - ♦ Conclusion

I – Contexte

Dans la première partie de ce chapitre nous allons nous intéresser à l'influence de la taille des cellules sur les performances des réseaux réflecteurs. Puis nous étudierons des cellules permettant d'obtenir un réseau réflecteur en polarisation circulaire à partir d'une source primaire à polarisation circulaire ou à polarisation linéaire.

La taille des cellules conditionne, entre autres, la précision de la correction de phase. Plus le réseau comporte de cellules, plus son profil de phase est susceptible de se rapprocher de celui des réflecteurs parfaitement corrigés, comme le réflecteur parabolique. D'autre part, l'espacement entre les cellules doit obéir aux lois qui régissent la conception des réseaux.

Habituellement, il est en $\lambda/2$, ce qui correspond à des *patches* en $\lambda/2$. En effet, cette valeur qui est couramment utilisée dans la synthèse de réseaux phasés, permet d'obtenir le meilleur compromis entre l'absence de lobes de réseaux et la minimisation du couplage inter-élément. Dans le cas des réseaux réflecteurs, les *patches* ne fonctionnent pas nécessairement sur leur mode résonant [1], ce qui les différencie des réseaux classiques. Dans ce contexte, le couplage occasionné par deux éléments proches peut avoir une moindre influence. Nous avons mis à profit cet avantage pour comparer deux réseaux réflecteurs de même taille, l'un possédant des cellules en $\lambda/2$ et l'autre en $\lambda/4$. Nous espérons ainsi améliorer la compensation de phase, donc les performances du réseau. En particulier, nous attendons une amélioration du gain, comparable à celle obtenue lorsque nous augmentons la correction en zones de Fresnel.

Avant de parler de l'influence de la réduction de la taille des cellules sur les réflectarrays ou de cellules permettant de réfléchir une onde à polarisation circulaire, nous allons tout d'abord décrire la méthode nous permettant de déterminer la phase réfléchie par le *patch*.

Comme cela a été expliqué dans les chapitres précédents, le rôle de l'élément réflecteur est de compenser le retard de phase total noté ψ_{ij} (équation 2.10) dû à la propagation. Nous savons que les valeurs des ψ_{ij} dépendent de plusieurs paramètres: la taille des *patches*, leurs formes et le substrat sur lequel ils sont déposés.

Le fonctionnement d'un réseau réflecteur s'apparente à celui des surfaces sélectives en fréquences (FSS) [2] à ceci près que ces dernières sont optimisées pour un maximum de puissance transmise uniformément, alors que le réseau doit réfléchir les ondes pour former un lobe de rayonnement dans une direction privilégiée. Ceci influe tout particulièrement sur le choix du substrat puisqu'il est préférable d'utiliser des substrats à faible permittivité pour avoir de bonnes performances en rayonnement alors que ceux à forte permittivité seront privilégiés pour les FSS. Cependant, l'approche dite guide d'onde, couramment utilisée pour le calcul de FSS [3], peut s'appliquer ici. Son principe, décrit en figure 4.1, est disponible au sein du logiciel HFSS que nous utilisons pour les simulations numériques [4].

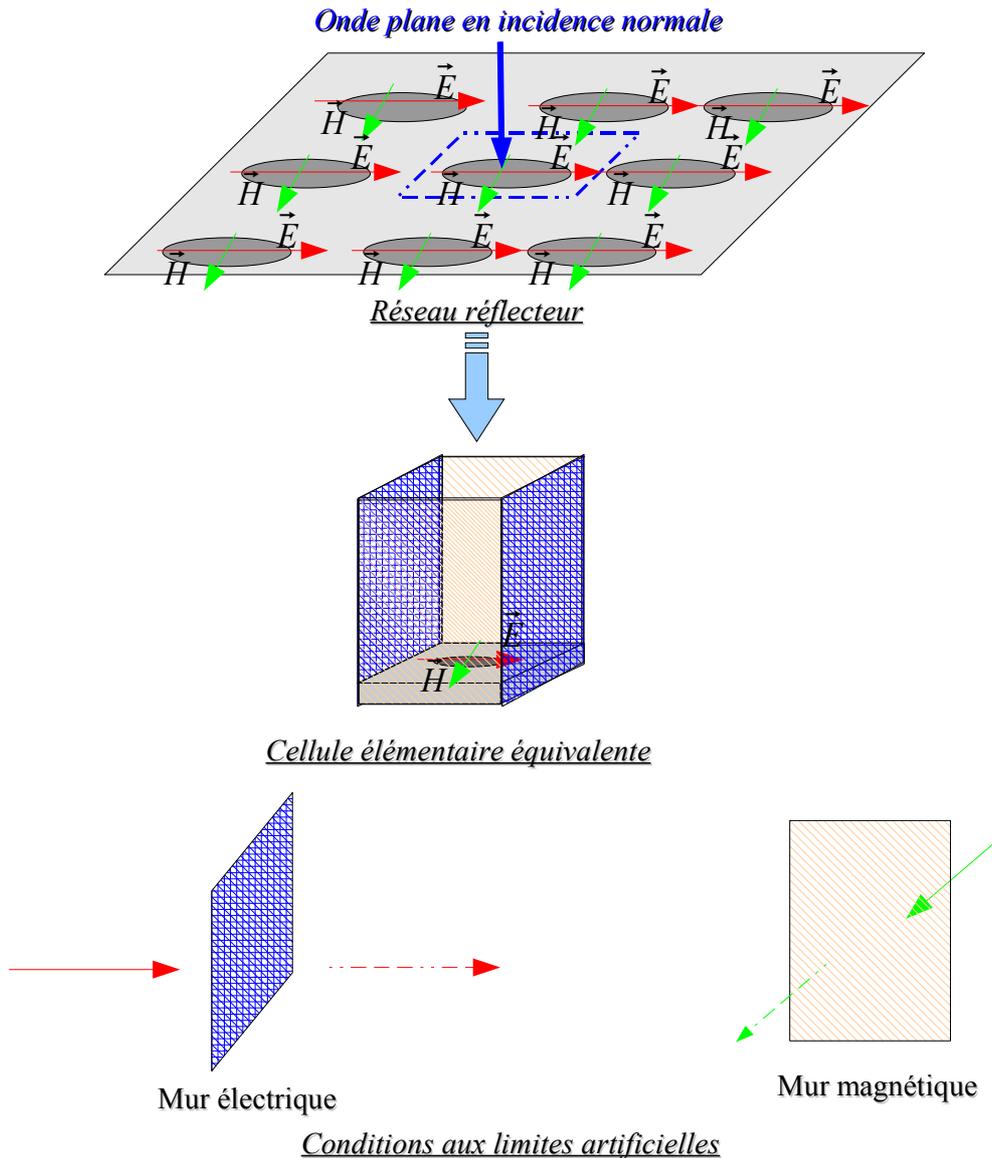


Figure 4.1: Approche « guide d'onde »

Un réseau réflecteur comprend fréquemment plusieurs centaines de *patches* de tailles variables disposés de manière périodique en cellules de même taille qui s'apparente à un réseau infini. Dans un réseau périodique infini composé d'éléments identiques illuminés par une onde plane en incidence normale, tous les *patches* sont soumis à des champs électriques et magnétiques identiques en phase et en amplitude. La simulation de la structure totale est longue et fastidieuse, voire impossible, à cause du nombre élevé d'éléments et des limitations des ressources informatiques. En revanche, en recréant « artificiellement », par l'adjonction de conditions aux limites appropriées, les champs issus des *patches* voisins autour d'un seul *patch*, il est possible d'isoler ce dernier et de réduire la simulation à celle d'un seul élément. C'est la raison pour laquelle des murs électriques et magnétiques sont placés comme indiqué en figure 4.1. L'information sur la phase réfléchie est alors directement accessible par celle du coefficient de réflexion (S_{11}) sur le plan de référence (ou plan d'observation) choisi (figure 4.2).

- Chapitre 4 – Etude sur les cellules des réseaux réflecteurs -

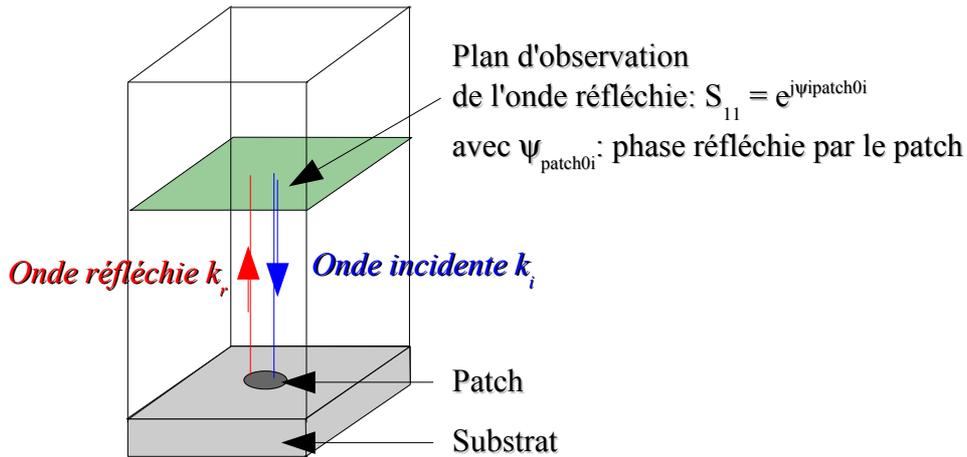


Figure 4.2: Phase réfléchie dans l'approche « guide d'onde »

Cette approche, qui nous permet de concevoir les différents *patches* qui constituent nos réseaux réflecteurs, bien que rapide et avantageuse ne tient pas compte de plusieurs facteurs:

- la taille finie du réseau,
- la non périodicité du réseau. En effet, si la taille des cellules est identique, ce n'est pas le cas des *patches* qui la composent. Dans ce cas, le réseau ne peut être considéré comme périodique au sens strict.
- le couplage inter-élément n'est pas pris en compte,
- l'onde incidente est normale au substrat alors que la loi d'illumination du réflecteur impose des angles pouvant varier de 0 à 45°.

Il a cependant été constaté [5] que l'approximation consistant à considérer que tous les éléments réflecteurs étaient de taille identique dans un réseau réflecteur, ne portait pas préjudice à l'optimisation des *reflectarrays*. En ce qui concerne l'influence de l'angle d'incidence, celle-ci est atténuée car la loi d'éclairage n'est pas uniforme comme l'illustre la figure 4.3.

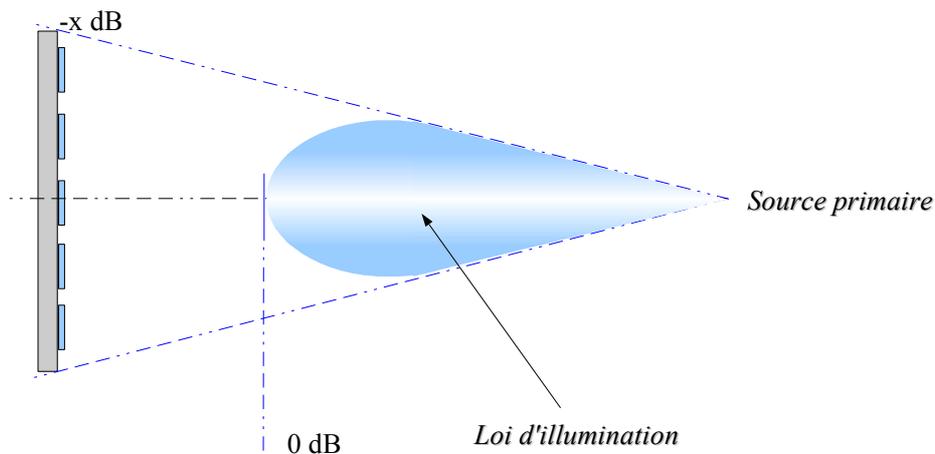


Figure 4.3: loi d'illumination

Cependant, avec cette méthode il existe des différences avec les mesures dues aux phénomènes non pris en compte comme l'angle d'incidence par exemple. Afin d'étudier ces différences entre les simulations (utilisant comme conditions aux limites des murs électriques et magnétiques) et les mesures, nous effectuons une analyse a posteriori basée sur une méthode de simulation quelque peu différente.

Nous présentons ci-dessous la méthode de simulation utilisée pour déterminer la phase du champ réfléchi lorsque l'onde plane n'est pas en incidence normale. Dans cette approche, l'onde plane incidente forme un angle α compris entre -90° et 90° avec la normale au substrat. De fait, la phase incidente sur les différents *patches* n'est plus identique en dehors du cas $\alpha=0^\circ$. Pour modéliser cette condition des parois « maître-esclave » sont introduites. La condition de phase entre ces parois est la suivante [6]: $\vec{E}_{\text{maître}} = e^{j\phi} \vec{E}_{\text{esclave}}$

avec $\phi = \frac{d}{\lambda} \sin \theta \cos \varphi$

- d étant la distance entre les parois. Elle correspond à la taille de la cellule définie comme la distance centre à centre entre deux cellules voisines.

- θ et φ sont les angles des coordonnées sphériques classiques (cf. figure 2.7)

Comme précédemment, la dépendance de l'esclave par rapport au maître permet de reproduire les champs électromagnétiques des éléments environnant le *patch* simulé. Le réseau est toujours considéré comme périodique infini et constitué d'éléments identiques.

Contrairement à l'approche guide d'onde où le plan de référence est parallèle au *patch*, dans cette approche son orientation est choisie par l'utilisateur. La première étape consiste à choisir une phase de référence que nous appellerons phase de normalisation. La figure 4.4 détaille la cellule simulée:

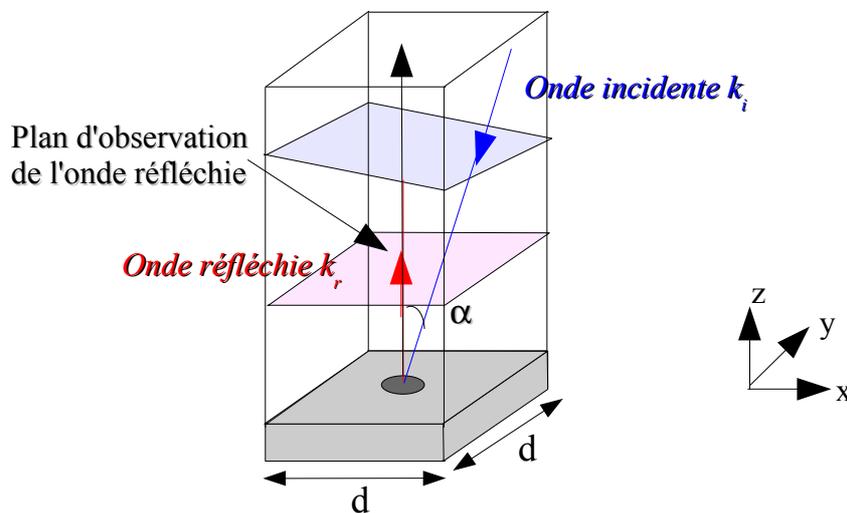


Figure 4.4: Prise en compte de l'angle d'incidence

Puisque nous choisissons l'angle d'incidence de l'onde plane, il est nécessaire de la paramétrer. Nous définissons donc la direction de son vecteur d'onde ainsi que celle du champ électrique incident. Ceci constitue les conditions d'excitations ; elles sont suffisantes puisque le champ magnétique est automatiquement défini par la relation des ondes planes: $\vec{H} = \frac{1}{\eta} \vec{u} \wedge \vec{E}$

La phase de normalisation est celle du champ incident que nous avons choisi comme excitation de la structure. Afin de connaître la phase du champ réfléchi, nous devons d'abord définir un plan d'observation. Nous voulons focaliser dans une direction perpendiculaire au plan du réflecteur, c'est pourquoi nous avons choisi un plan parallèle au substrat pour illustrer la méthode (figure 4.4). Une fois ce plan défini, nous définissons comme phase réfléchie celle de la composante prépondérante du champ électrique.

Nous avons donc étudié ce phénomène pour des *patches* de formes rectangulaire ou circulaire. Dans ce dernier cas, la symétrie du *patch* rend équivalentes toutes les excitations parallèles à xOy . En revanche, le *patch* rectangulaire fournit une réponse différente suivant l'orientation du champ électrique incident. Ainsi, nous considérons les quatre cas décrits en figure 4.5 qui, combinés, permettent de reconstituer la réponse d'un *patch* rectangulaire à n'importe quelle excitation.

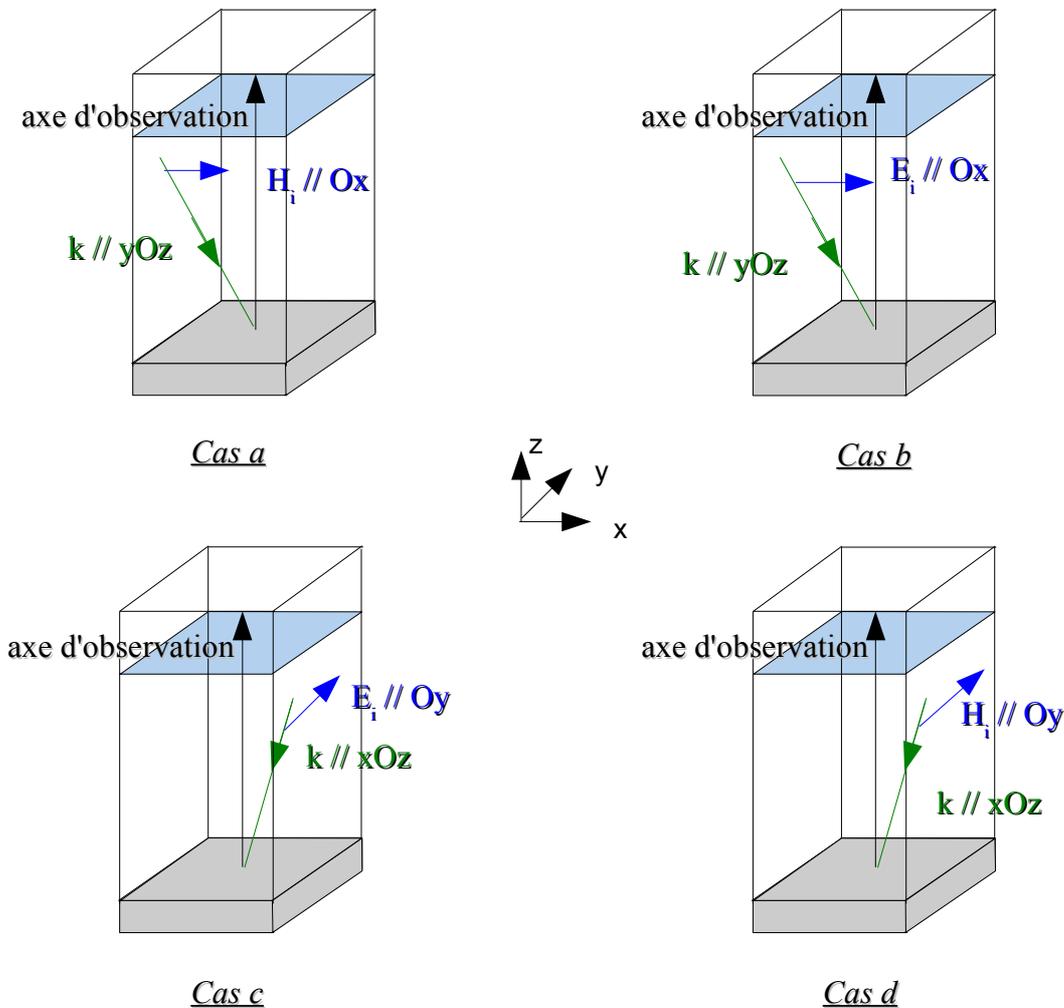


Figure 4.5: Conditions d'excitations du patch rectangulaire

- Chapitre 4 – Etude sur les cellules des réseaux réflecteurs -

- cas a: le vecteur d'onde est dans le plan yOz , le champ électrique aussi,
- cas b: le vecteur d'onde est dans le plan yOz , le champ électrique est parallèle à Ox ,
- cas c: le vecteur d'onde est dans le plan xOz , le champ électrique est parallèle à Oy ,
- cas d: le vecteur d'onde est dans le plan xOz , le champ électrique aussi.

La figure 4.6 donne les variations de la phase réfléchie pour les différents types de *patch*. Pour les *patches* éloignés du centre du réseau réflecteur (angle d'incidence important), la phase réfléchie est très différente de celle d'un élément de même taille situé au centre (incidence normale). Cette sensibilité à l'angle d'incidence n'était jusqu'à présent pas prise en compte dans les études sur les réseaux réflecteurs. Cependant, il convient de relativiser l'importance de ce phénomène, dans notre cas. En effet, les *patches* qui se trouvent aux extrémités du réflecteur sont éclairés avec une amplitude d'au moins 10 dB inférieure à celle des cellules centrales. Ceci revient à dire que les cellules situées aux extrémités du réflecteur ont une influence moindre que celles du centre dans l'accroissement du gain. La perte en gain due à la négligence de l'angle d'incidence, a été estimée à 1 dB [7]. D'autres auteurs font état d'une influence réduite si l'angle est inférieur à 45° [8].

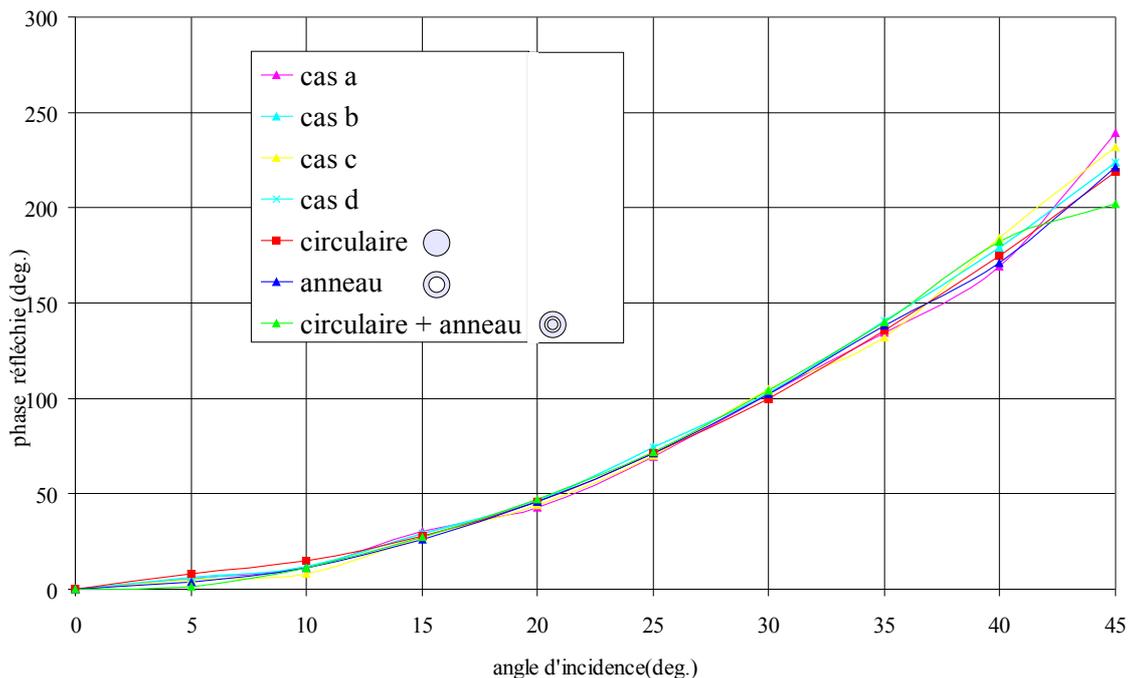


Figure 4.6: Influence de l'angle d'incidence sur la correction de phase à 94 GHz

II - Influence de la réduction de la taille des cellules

Après avoir décrit la méthode nous permettant de déterminer la phase réfléchi par le *patch*, nous nous intéresserons à l'amélioration des performances du réflecteur en terme de gain et de dépointage du faisceau. Cette amélioration est due à la réduction de la taille des cellules. En effet, la majorité des réseaux réflecteurs utilise une taille de cellule proche de la demi longueur d'onde. Nous étudions ici l'effet de la réduction de cette dimension. L'intérêt est d'offrir dans l'absolu, une correction de phase plus fine, permettant ainsi de se rapprocher du réflecteur parabolique qui possède une correction de phase parfaite.

Considérons un réseau réflecteur possédant une source d'alimentation centrée pour délivrer un maximum de rayonnement dans une direction perpendiculaire à la surface du réseau de *patches* (figure 4.7). On montre alors qu'en dérivant la différence de phase $\Delta\varphi$ entre deux éléments consécutifs $(i+1, j)$ et (i, j) du réseau, cette fonction décroît avec l'augmentation du nombre n d'éléments réflecteurs par longueur d'onde (i et j étant les indices respectifs du numéro de ligne et de colonne).

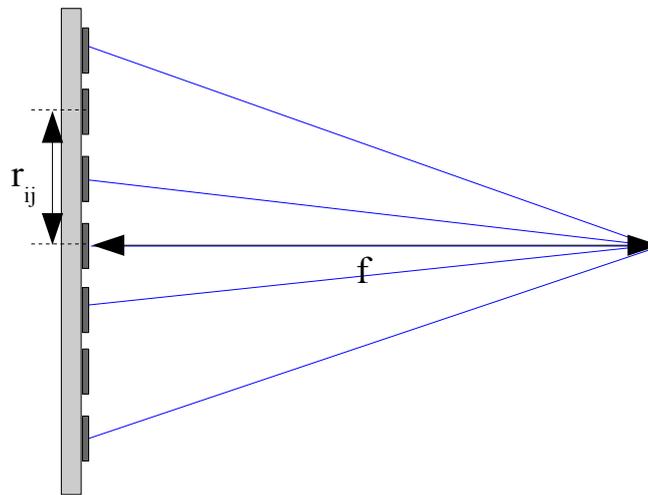


Figure 4.7: Schéma d'un réseau réflecteur

Soit ψ_{rij} la phase de référence prise au centre de la cellule, on a $\psi_{ij} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{r_{ij}}{f}\right)^2} - 1 \right)$ avec r_{ij} la distance entre deux centres de cellule. Si l'on décompose le réseau en cellule carré de taille (λ/n) , on a $r_{ij} = (i+j) \frac{\lambda}{n}$.

La différence de phase entre deux éléments consécutifs s'écrit alors:

$$\Delta\varphi = 2\pi \left(\sqrt{\left(\frac{f}{\lambda}\right)^2 + \frac{(i+j+1)^2}{n^2}} - \sqrt{\left(\frac{f}{\lambda}\right)^2 + \frac{(i+j)^2}{n^2}} \right)$$

Effectuons un développement limité d'ordre 1 pour cette fonction, on peut donc approximer $\Delta\varphi$ par:

$$\frac{2(i+j)+1}{2} \cdot \frac{\lambda}{f} \cdot \frac{1}{n^2}$$

Cette fonction est inversement proportionnelle au carré du nombre d'éléments du réflecteur. Plus n augmente, plus la différence de phase entre deux éléments consécutifs est faible.

II.1 Avantages

II.1.1 Influence sur le gain

Pour mettre en évidence les effets de la réduction de la taille de cellules, deux réflecteurs de mêmes dimensions sont simulés et mesurés. Le premier a un découpage en cellule classique (cellule de taille $\lambda/2$), le second en $\lambda/4$. Nous choisissons une simulation rigoureuse (HFSS) afin d'inclure tous les effets (couplage, taille de cellule, angle d'incidence). Pour des raisons de temps de simulations, les réseaux réflecteurs simulés sont de dimensions modestes de l'ordre de 5λ (soit 15 mm à la fréquence de travail de 94 GHz). Il est bien sûr possible de tester des structures plus importantes notamment en $\lambda/2$, mais en $\lambda/4$, les temps de simulation deviennent rapidement très long (par exemple, pour le réflecteur de 5λ , le temps de simulation est d'environ 1h30 en $\lambda/2$ et de 3h en $\lambda/4$). De plus, se pose le problème des ressources informatiques (taille mémoire limitée), qui empêche la simulation de structures de trop grandes tailles.

Le substrat utilisé est le Duroïd de permittivité 2,2 et d'épaisseur 0,381 mm. La distance focale est de 6,5 mm, ce qui nous permet d'obtenir, avec la source primaire que l'on utilise (guide d'onde ouvert WR 10), une loi d'illumination à -10 dB sur les bords des réflecteurs.

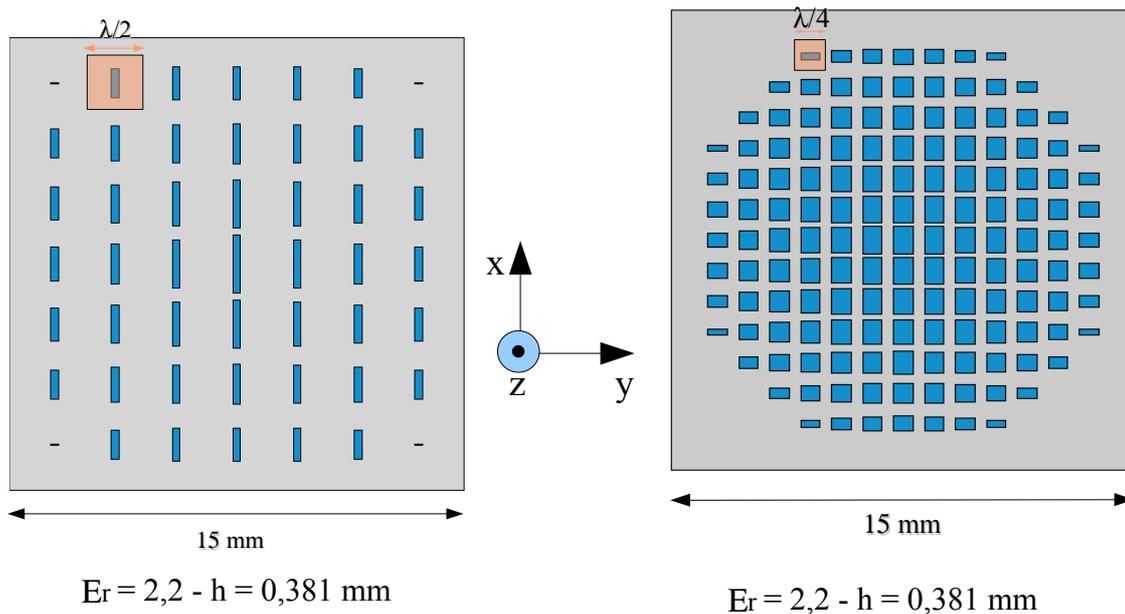


Figure 4.7: Structures étudiées

La première étude porte sur l'évolution du gain dans la direction du maximum de rayonnement ($\theta = 0^\circ$). Les résultats de simulation sont reportés en figure 4.8. Le tableau ci-dessous résume les valeurs des gains simulés:

<u>Cellule</u>	$\lambda/4$	$\lambda/2$
<u>Gain simulé</u>	17,6 dBi	14,5 dBi

Tableau 4.1: influence de la réduction de la taille des cellules sur le gain

La diminution de la taille de la cellule par deux engendre une amélioration de 3 dB sur la valeur du gain simulé. Le niveau des lobes secondaires est également plus faible dans le cas du réflecteur en $\lambda/4$. Ces résultats sont très positifs et confirment le fait qu'en augmentant le nombre de cellules, on affine la correction de phase, ce qui permet d'améliorer le gain.

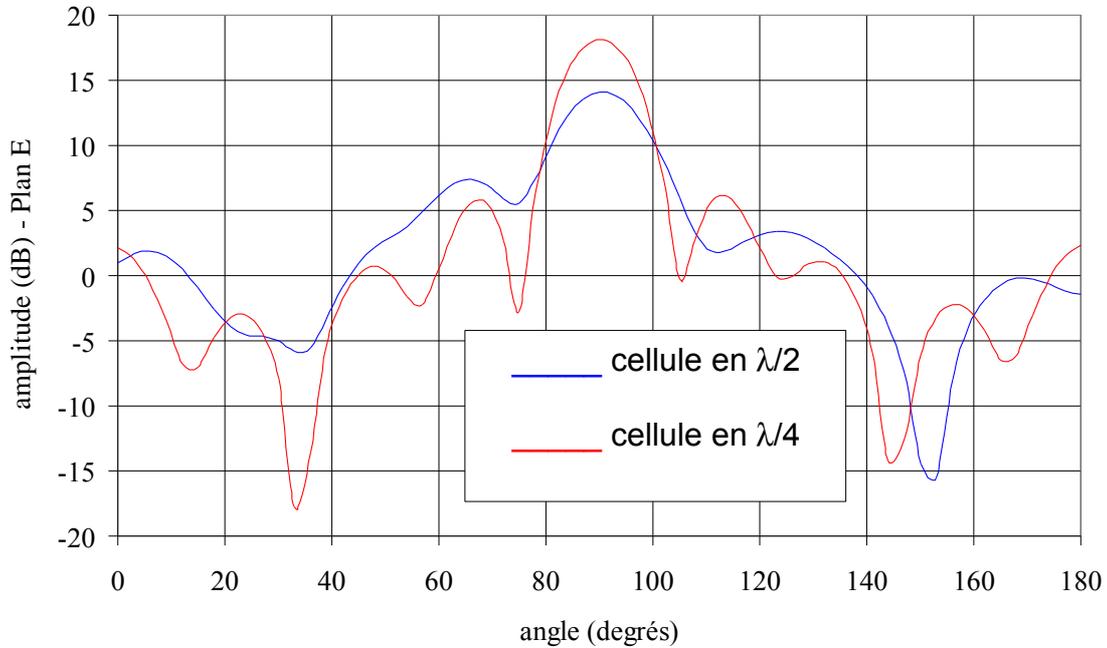


Figure 4.8: Diagrammes de rayonnement simulés à 94 GHz

II.1.2 Influence sur le dépointage de faisceau

Nous cherchons à évaluer également l'influence de la réduction de la taille des cellules sur le dépointage du faisceau. Pour cela, nous déplaçons la source primaire sur un cercle de rayon correspondant à la distance focale comme indiqué en figure 4.9.

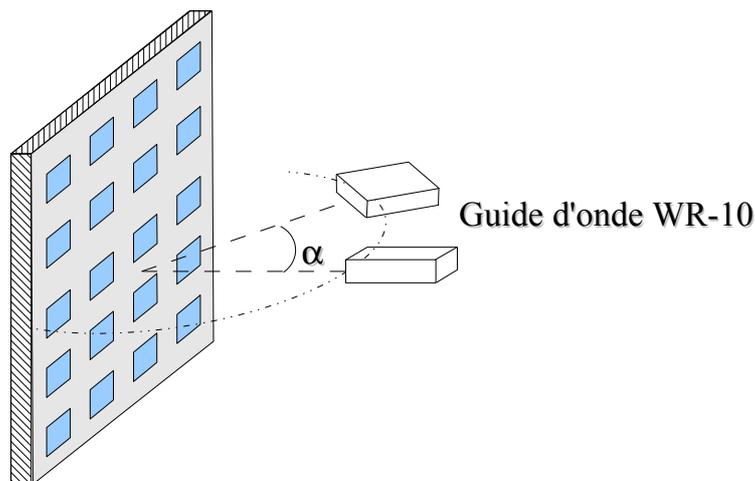


Figure 4.9: Déplacement de la source d'alimentation

Pour différentes valeurs de α , nous avons relevé les diagrammes de rayonnement. Les

figures 4.10.a et 4.10.b résument l'ensemble des résultats.

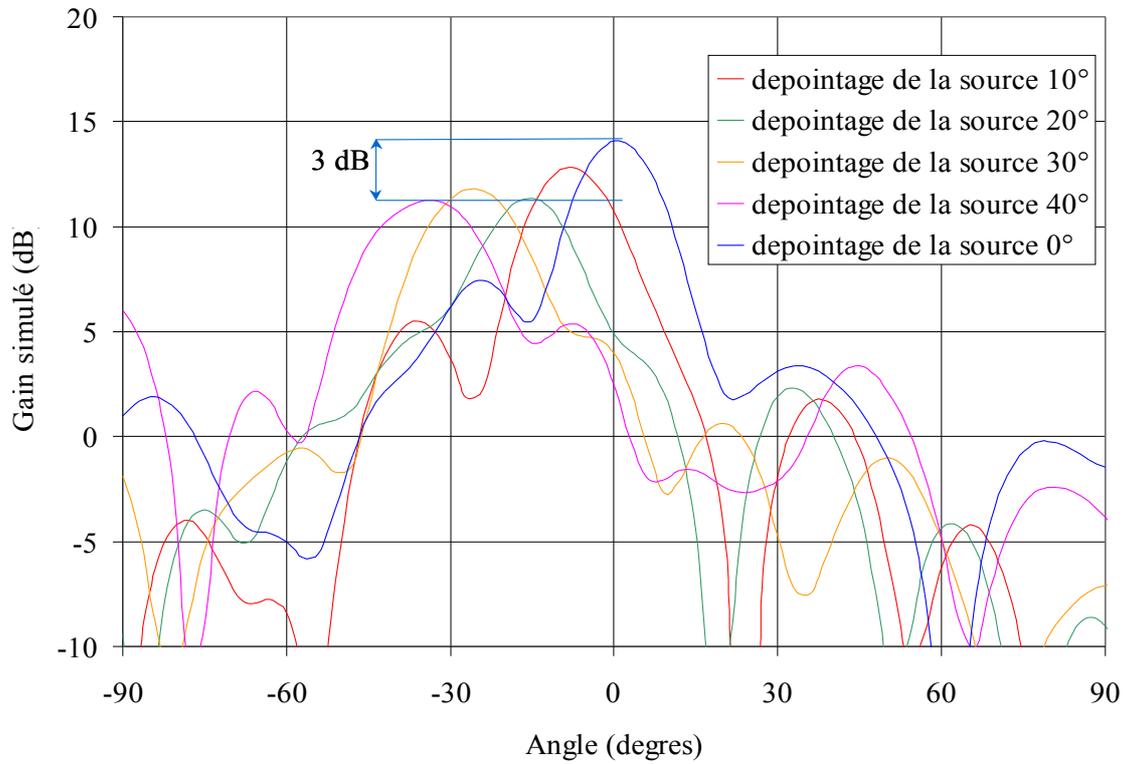


Figure 4.10.a: Dépointage de faisceau (réseau réflecteur $\lambda/2$)- Simulation à 94 GHz

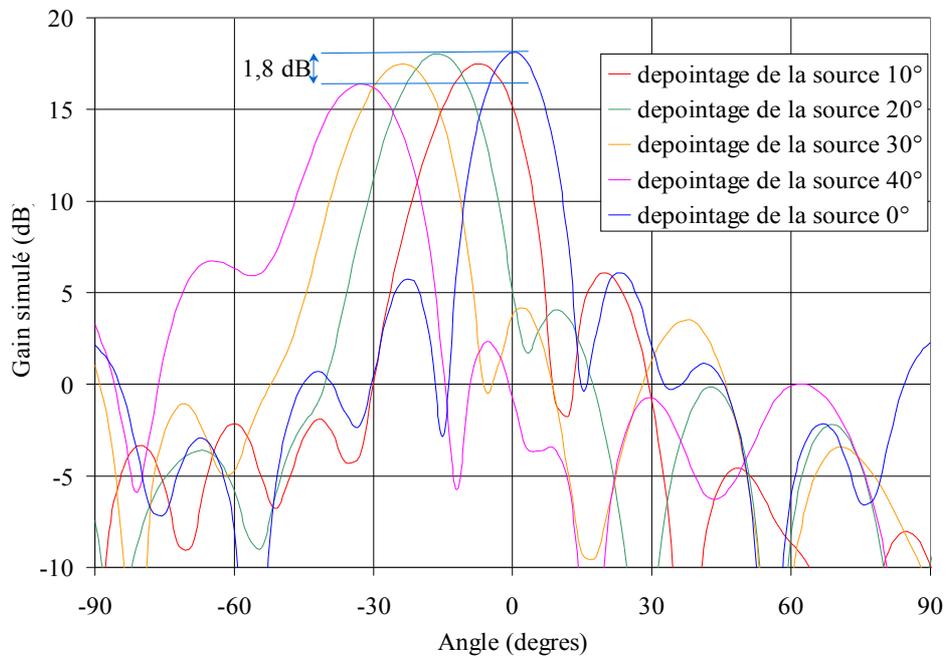


Figure 4.10.b: Dépointage de faisceau (réseau réflecteur $\lambda/4$)-Simulation à 94 GHz

La plage de balayage étudiée est comprise entre -40° et 40° . Seuls les diagrammes dont l'angle de dépointage est négatif sont représentés par soucis de lisibilité des figures, mais les résultats sont symétriques. Le réseau réflecteur en $\lambda/2$, possède une perte de gain de 3 dB entre l'axe et un dépointage de $\pm 40^\circ$. Le réseau réflecteur en $\lambda/4$, montre une chute de gain réduite à 1,8 dB. De plus, l'allure du lobe principal est moins dégradée pour le réflecteur en $\lambda/4$ que pour celui en $\lambda/2$. L'ouverture à -3 dB est, constante pour le réflecteur en $\lambda/4$ alors qu'elle a tendance à augmenter pour le réflecteur en $\lambda/2$ en fonction du dépointage.

II.1.3 Couplage inter-patches

Des résultats similaires sont obtenus en utilisant notre programme de conception (cf. chapitre 2). Nous souhaitons cependant estimer, de manière qualitative, l'erreur liée à la négligence du couplage inter-élément. Nous considérons en effet que l'amplitude du champ réfléchi par chaque cellule du réseau est la même que celle du champ incident. Nous ne tenons pas compte du couplage inter-patches qui fait que l'amplitude du champ réfléchi est différente de celle du champ incident.

Étant donnée la disposition des *patches* au sein du réseau, nous avons étudié deux cas extrêmes: dans un premier temps, nous travaillons sur un réseau de petite taille constitué d'éléments identiques puis nous étendons l'étude à des *patches* de dimensions très différentes placés au sein d'un réseau de même taille. En simulation, les réseaux sont éclairés par une onde plane en incidence normale donc tous les éléments sont soumis aux mêmes amplitudes et phases que leurs voisins. Nous visualisons l'amplitude du champ électrique réfléchi sur les figures 4.11.a et 4.11.b, pour deux réseaux constitués d'éléments identiques soit en $\lambda/2$, soit en $\lambda/4$. Chaque *patch* semble fonctionner de manière indépendante. Nous observons bien le comportement classique des *patches* qui rayonnent comme deux fentes équivalentes situées perpendiculairement à la direction de l'excitation (\vec{E}_i).

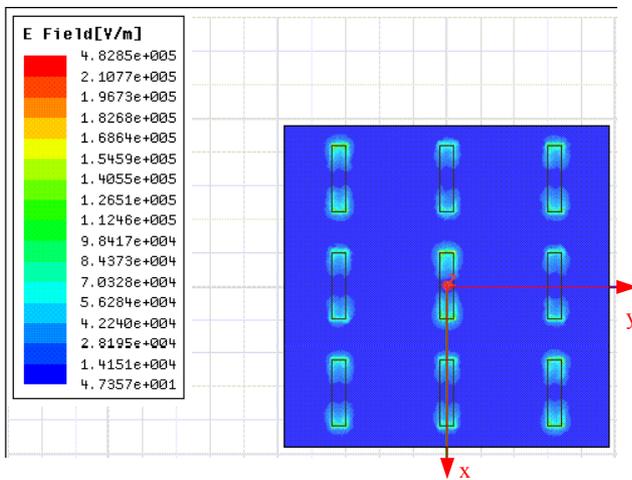


Figure 4.11.a: cellules en $\lambda/2$ à 94 GHz
(champ incident selon Ox)

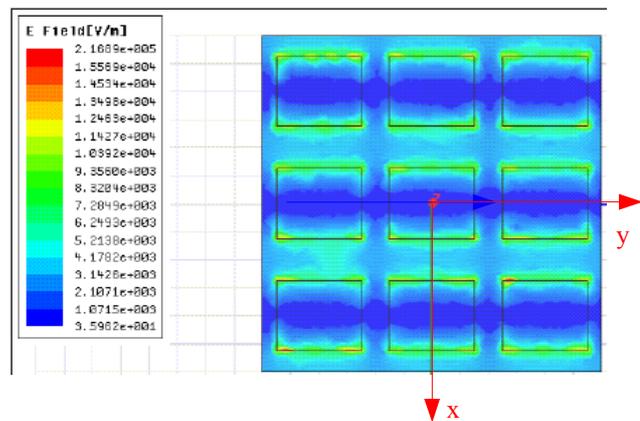


Figure 4.11.b: cellules en $\lambda/4$ à 94 GHz
(champ incident selon Ox)

De plus, nous comparons pour chaque taille de cellule, la phase réfléchi par l'élément isolé et par le réseau formé par ces 9 éléments. Si le couplage est fort, la phase globale réfléchi sera différente de celle d'un seul élément.

Les résultats, reportés dans le tableau 4.2, montrent que la mise en réseau n'affecte pas la valeur de la phase réfléchi par une seule cellule. L'ensemble de ces résultats semble prouver l'absence de couplage au sein de ce réseau.

<u>Taille de cellule</u>	<u>Phase réfléchi- cellule isolée</u>	<u>Phase réfléchi- réseau de 9 éléments</u>
$\lambda/2$	130°	130°
$\lambda/4$	140°	140°

Tableau 4.2: Comparaison de la phase réfléchi par une cellule et un réseau d'éléments identiques

Nous effectuons ensuite la même comparaison pour des réseaux de quatre cellules, l'un en $\lambda/2$, l'autre en $\lambda/4$, mais dont les *patches* réfléchissent des phases de valeurs différentes, c'est à dire qu'ils sont de tailles différentes (figure 4.12).

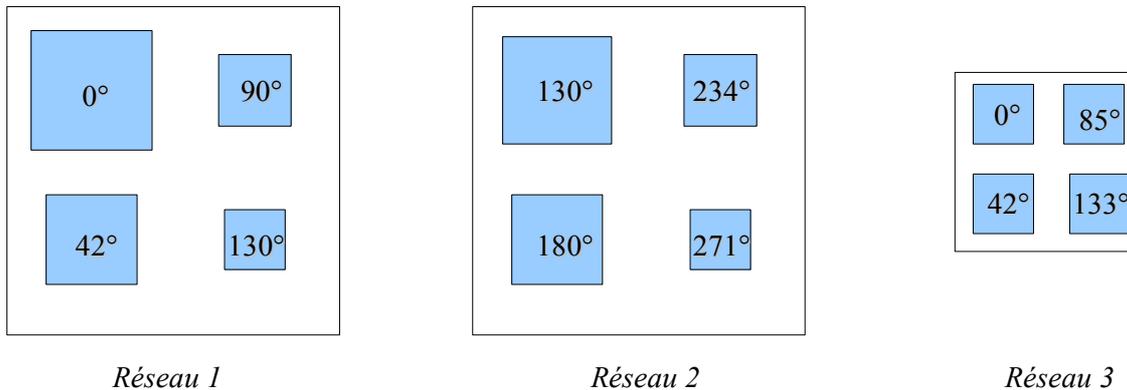


Figure 4.12: Réseaux avec des patches de dimensions différentes

Le tableau 4.3 résume l'ensemble des résultats. Nous définissons ainsi les phases suivantes:

- φ_{totcalc} : phase totale réfléchi par le réseau obtenue par simulation, lecture directe du résultat.

- φ_{totcalc} : phase totale réfléchi par le réseau calculée par l'addition de la contribution de chaque cellule isolée et en supposant qu'elles réfléchissent une même amplitude, ce qui revient à sommer les $e^{j\varphi_{\text{sim}}}$, où φ_{sim} est la phase simulée pour une seule cellule (figure 4.13.a),

- φ_{totcorr} : phase totale réfléchi par le réseau calculée par l'addition de la contribution de chaque cellule à partir des amplitudes (A_{sim}) et des phase obtenues en simulation, ce qui revient à sommer $A_{\text{sim}}e^{j\varphi_{\text{sim}}}$ (figure 4.13.b).

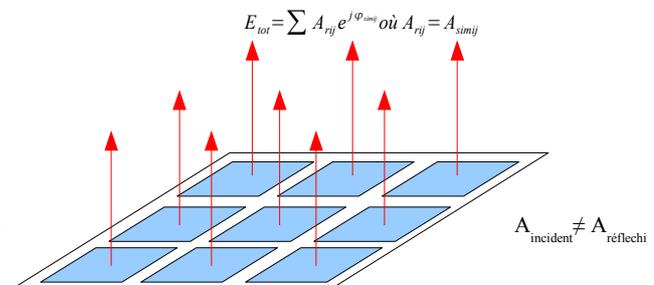
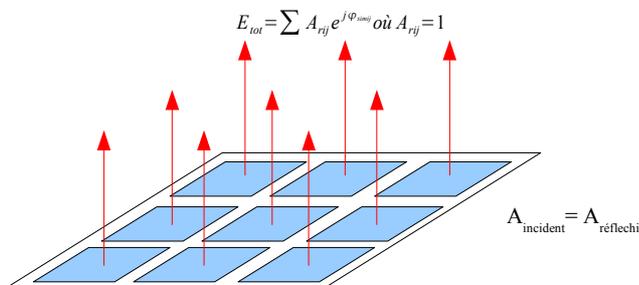


Figure 4.13.a: Explication du calcul pour φ_{totcalc} Figure 4.13.b: Explication du calcul pour φ_{totcorr}

- Chapitre 4 – Etude sur les cellules des réseaux réflecteurs -

Le tableau 4.3 résume les résultats ainsi obtenus. Ces simulations mettent en évidence deux phénomènes importants:

- la phase réfléchie obtenue en simulation (φ_{totsim}) est très différente de celle obtenue en considérant que l'amplitude du champ réfléchi est identique à celle du champ incident comme supposé dans notre programme,

- l'erreur semble être plus grande pour des *patches* en $(\lambda/2)$.

La bonne concordance entre φ_{totsim} et φ_{totcorr} montre que le champ total réfléchi est bien la superposition du champ électrique réfléchi par chaque cellule à condition de tenir compte des amplitudes réfléchies relatives de celles-ci.

- La phase totale réfléchie par les réseaux est plus proche de celle obtenue en considérant que l'amplitude du champ réfléchi est identique à celle du champ incident avec des cellules en $(\lambda/4)$ qu'en $(\lambda/2)$ puisque nous avons une erreur absolue de $79-64=15^\circ$ en $(\lambda/4)$ au lieu de $119-66=53^\circ$ en $(\lambda/2)$. Cette erreur, peut expliquer les meilleurs résultats obtenus sur le réseau de 15 mm avec des cellules en $(\lambda/4)$ au lieu de $(\lambda/2)$.

<i>Phase réfléchie par la cellule</i>	φ_{totsim}	φ_{totcorr}	φ_{totalc}
<i>Réseau 1- cellules en $\lambda/2$</i>			
0°	119°	111°	66°
42°			
90°			
130°			
<i>Réseau 2- cellules en $\lambda/2$</i>			
130°	172°	176°	205°
180°			
234°			
271°			
<i>Réseau 3- cellules en $\lambda/4$</i>			
0°	79°	77°	64°
42°			
85°			
133°			

Tableau 4.3: Comparaison de la phase réfléchie par une cellule et un réseau d'éléments différents

II.2 Inconvénients

II.2.1 Influence sur la couverture de phase

Comme dans tout phénomène discret, il existe une limite à la réduction de la taille de cellule. Dans le cas des réseaux réflecteurs, un autre phénomène vient se greffer à cette limitation: la diminution de la plage de phase réfléchi. En effet, lorsque les dimensions de la cellule diminuent, il devient de plus en plus difficile en bande W de trouver une géométrie de *patch* satisfaisant la couverture des 360° de phase tout en restant compatible avec notre technologie de fabrication des circuits imprimés (taille minimale supérieure à $100 \mu\text{m}$). La figure 4.14 illustre ce phénomène à 94 GHz avec des *patches* rectangulaires.

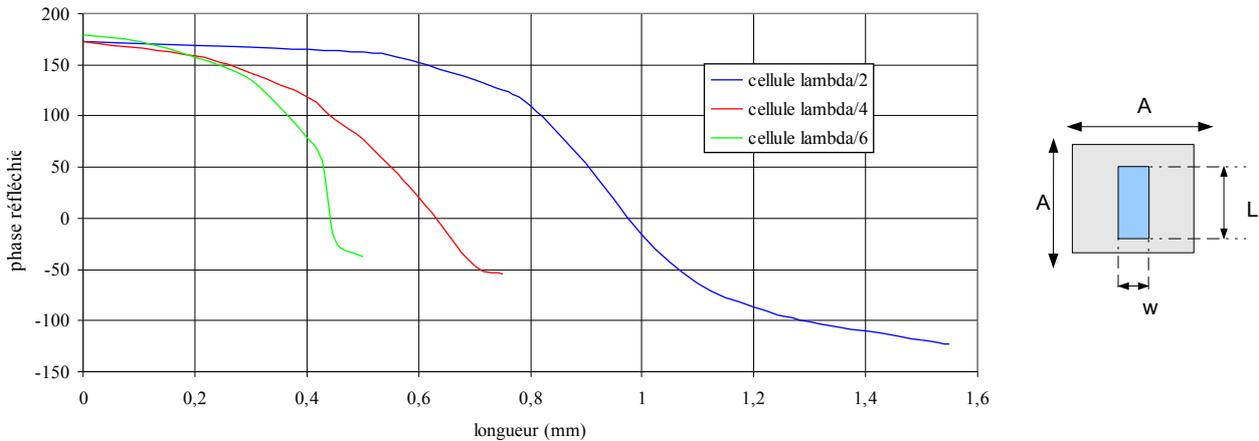


Figure 4.14: Évolution de la phase réfléchie en fonction de la longueur du patch à 94 GHz

L'effet de réduction de la plage de phase est confirmé par la simulation (figure 4.14 et tableau 4.4). La diminution de la fréquence de travail devrait permettre de limiter partiellement cet effet. Nous avons de plus simulé avec HFSS des réflecteurs de petite taille. Le gain maximal pour un réflecteur de 15 mm de côté (comme dans les exemples précédents) utilisant des cellules en $\lambda/6$ atteint 18 dB. La saturation des performances se confirme (tableau 4.4) pour une taille de cellule de $\lambda/8$ (Gain max = 18 dB). Elle est due en partie au déficit de la couverture de phase, mais indique aussi que nous avons atteint la discrétisation minimale.

<u>Taille des cellules</u>	<u>Plage de phase</u>	<u>Gain (dB)</u>
Cellule $\lambda/2$	320	14,5
Cellule $\lambda/4$	240	17,5
Cellule $\lambda/6$	220	18

Tableau 4.4: Évolution du gain des réflecteurs en fonction de la réduction de la taille des cellules

Lorsque la couverture de phase est insuffisante, l'amélioration de la correction par réduction de taille des cellules ne suffit plus à faire croître le gain et peut même avoir l'effet inverse.

II.2.2 Influence sur les grands réseaux réflecteurs

Pour illustrer la remarque précédente, deux réseaux réflecteurs de taille plus importante (de l'ordre de 15λ , soit 50 mm à la fréquence de 94 GHz) ont été réalisés, l'un avec des cellules en $\lambda/2$ et l'autre en $\lambda/4$. Le gain, simulé à l'aide du logiciel Ansoft HFSS, du réseau en $\lambda/2$ est de l'ordre de 29 dB alors qu'il n'est plus que de 27 dB pour un reflectarray en $\lambda/4$. Cette chute de gain est due à l'augmentation des zones non corrigées sur le réflecteur en $\lambda/4$ comme en témoigne la figure 4.15. Ce phénomène était déjà présent dans le cas du réflecteur de 15 mm, mais il n'était pas visible car la zone non corrigée était limitée.

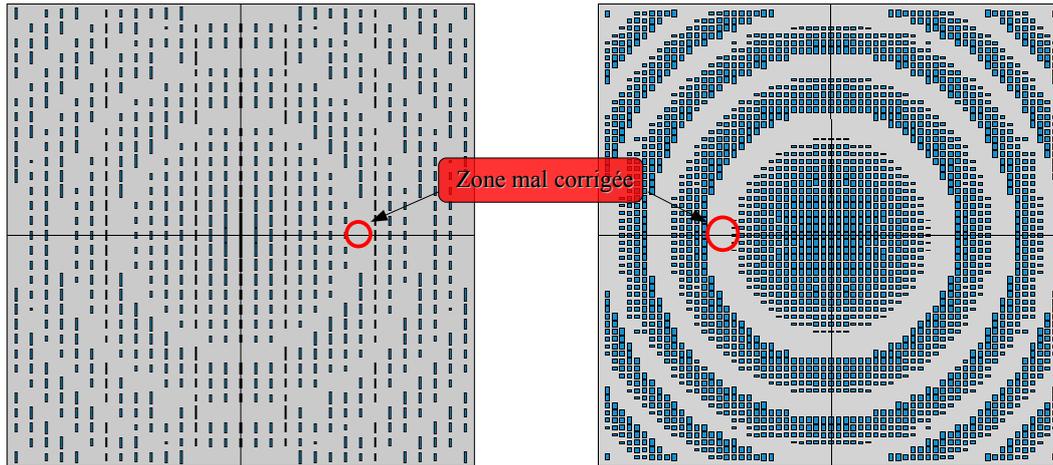


Figure 4.15: Réflecteur de 15λ (cellules en $\lambda/2$ à gauche et en $\lambda/4$ à droite)

Si l'on regarde également l'évolution du diagramme de rayonnement des réflecteurs lorsque l'on effectue un décalage de la source primaire, on s'aperçoit que l'amélioration sur les lobes secondaires observés précédemment sur la structure de 15 mm demeure sur le réflecteur de 50 mm, cependant le gain et l'atténuation lors du dépointage varient inversement à nos attentes, comme l'attestent les figures 4.16.a et 4.16.b.

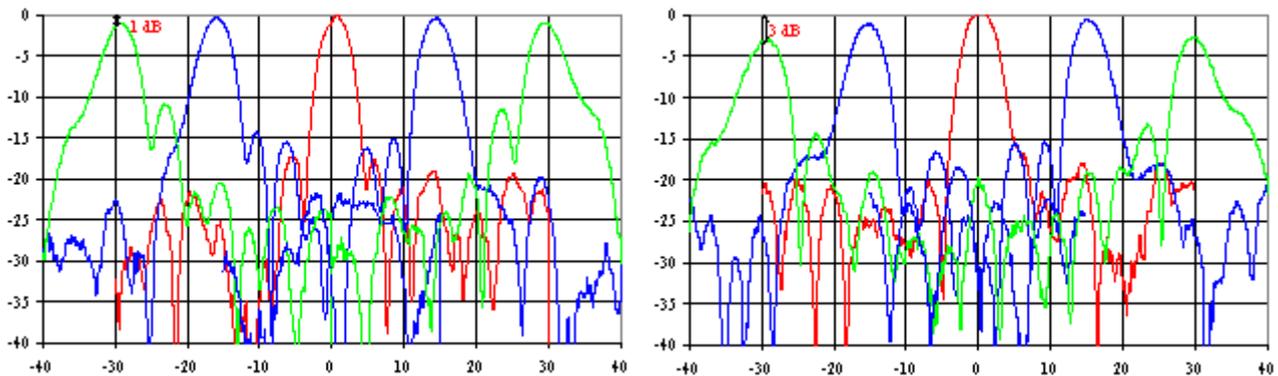


Figure 4.16.a: Réseau de 50 mm de côté (cellules en $\lambda/2$ à 94 GHz) - Mesures

Figure 4.16.b: Réseau de 50 mm de côté (cellules en $\lambda/4$ à 94 GHz) - Mesures

Nous avons attribué ce changement à la présence de zones non corrigées au sein des différents réseaux. En effet, la fréquence élevée de fonctionnement limite la taille minimale des éléments à des dimensions nominales de 120 μm , ce qui correspond à une plage de correction de phase maximale de 320° en $\lambda/2$ et 240° en $\lambda/4$.

- Chapitre 4 – Etude sur les cellules des réseaux réflecteurs -

Le réflecteur de 50 mm de côté en cellule en $\lambda/4$ possède de nombreuses zones (relativement larges) mal corrigées, qui sont matérialisées par des anneaux sans *patches*. Nous avons alors simulé des échantillons de zones mal corrigées comme cela est représenté en figure 4.15. Une alternance de quatre rangées de cellules en $\lambda/4$, est simulée. La première possède des *patches* avec une correction de phase de 220° par rapport à la référence choisie, la seconde et la troisième sont sans *patch* (ce qui correspond à une correction de 240°) et la dernière possède des *patches* à 0° , qui correspond à la référence choisie. La même opération est répétée avec des *patches* en $\lambda/2$. Les trois rangées correspondent à 0° , 260° et 320° (absence de *patch*). Notons que le *patch* choisi comme référence en $\lambda/2$ est différent de celui en $\lambda/4$, ce qui explique que dans un cas, l'absence de *patch* correspond à 240° alors que dans l'autre cas elle correspond à 320° . Le tableau 4.5 résume l'affectation des phases en fonction du numéro de cellule. L'amplitude du champ est présentée en figure 4.17.a et 4.17.b. Les résultats des phases globales sont données au tableau 4.5.

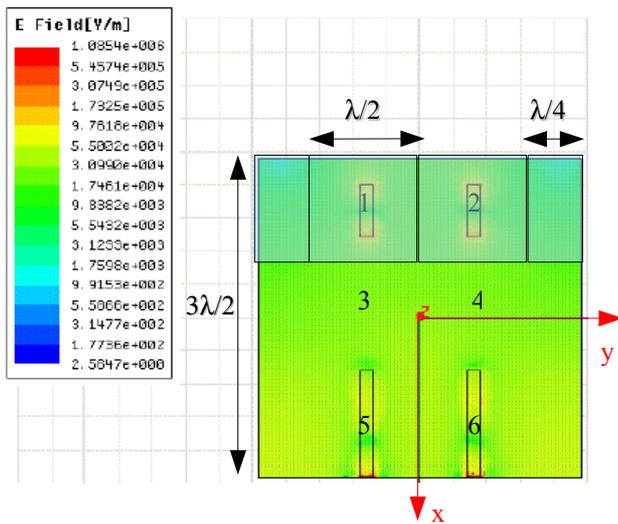


Figure 4.17.a: Zones mal corrigées cellules en $\lambda/2$

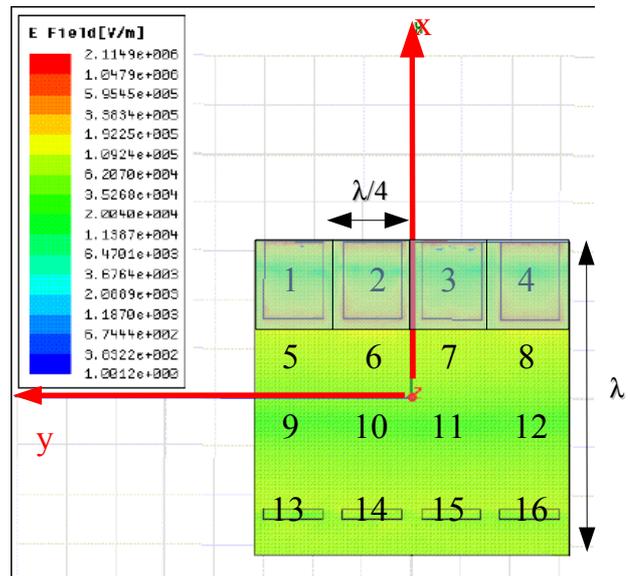


Figure 4.17.b: Zones mal corrigées cellules en $\lambda/4$

<u>Cellule</u>	<u>Phase réfléchi par la cellule</u>	<u>φ totsim</u>	<u>φ totcorr</u>	<u>φ totcalc</u>
<i>Cellule en ($\lambda/2$) - Zone sans patch calculée à 320°</i>				
Cellules 1 à 2	0°	322°	332°	315°
Cellules 3 à 4	320° au lieu de 330° $\Delta\phi=10^\circ$			
Cellules 5 à 6	260°			
<i>Cellule en ($\lambda/4$) - Zone sans patch calculée à 240°</i>				
Cellules 1 à 4	0°	352°	350°	253°
Cellules 5 à 8	240° au lieu de 320° $\Delta\phi=80^\circ$			
Cellules 9 à 12	240° au lieu de 270° $\Delta\phi=30^\circ$			
Cellules 13 à 16	220°			

Tableau 4.5: Influence du défaut de compensation de phase

Nous voyons clairement que les zones mal corrigées amplifient l'erreur de phase en partie à cause des amplitudes très différentes réfléchies par les cellules. L'ensemble de ces résultats met en évidence les améliorations apportées par des cellules de taille inférieures à $\lambda/2$ à condition que la couverture de phase soit complète. Dans le cas contraire, la présence importante de zones non corrigées amplifie l'erreur de correction et dégrade grandement les performances du réflecteur. Le réflecteur de 50 mm à 94 GHz en est une illustration, où les limites de réalisation, comme nous le verrons plus en détail au dernier chapitre, ne nous permettent pas de fabriquer des cellules en $\lambda/4$ corrigeant les phases comprises entre 240° et 360° .

III – Formes de cellules

Nous nous sommes également intéressés à différentes formes de cellules pour des applications nécessitant de la polarisation circulaire.

III.1 Cellules pour applications spatiales à 30 GHz

Dans le cadre d'un contrat de recherche entre le CNES et le LEAT, nous avons étudié des cellules fonctionnant à 30 GHz pour des applications spatiales. Ce travail a porté sur la possibilité d'utiliser des réseaux réflecteurs plans pour réaliser des antennes à gain élevé dans des applications liées au segment sol en bande Ka. Ces communications s'effectuant en général en polarisation circulaire, nous nous sommes intéressés à des *patches* permettant de fonctionner en polarisation circulaire.

Soit une onde plane se propageant suivant la direction Oz. Sa polarisation est dite circulaire lorsque l'extrémité du vecteur \vec{E} décrit un cercle au cours du temps dans le plan transverse xOy. On obtient une polarisation circulaire lorsque les deux composantes d'égale amplitude, sont déphasées d'un quart de période, comme montré sur la figure 4.18.

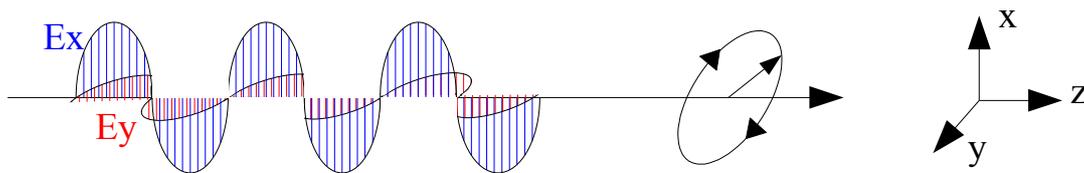


Figure 4.18: Polarisation circulaire- composante du champ électrique

Le champ \vec{E} d'une onde plan quelconque peut s'écrire en fonction des composantes E_x et E_y , déphasées d'un angle θ :

$$\vec{E} = E_1 \sin(\omega t - \beta z) \vec{x} + E_2 \sin(\omega t - \beta z + \theta) \vec{y} \quad (4.1)$$

Pour $\theta = \pm\pi/2$ et $E_1 = E_2$, il vient :

$$E_x \vec{x} + E_y \vec{y} = E_1 [\sin(\omega t - \beta z) \vec{x} \pm \cos(\omega t - \beta z) \vec{y}] \quad (4.2)$$

Prenons la somme des carrés des composantes :

$$E_x^2 + E_y^2 = E_1^2 [\sin(\omega t - \beta z)^2 + \cos(\omega t - \beta z)^2] = E_1^2 \quad (4.3)$$

On obtient donc l'équation d'un cercle de rayon E_1 dans le plan xOy.

L'utilisation des réflecteurs à polarisation circulaire est préférable dans le cadre des applications liées aux communications avec des satellites. Celle-ci peut être obtenue de deux manières:

- soit en utilisant des éléments réfléchissant une polarisation circulaire (figure 4.19) pour une excitation en polarisation circulaire,
- soit en utilisant des éléments à polarisation linéaire qui réagissent différemment à deux polarisations (par exemple verticale et horizontale) et en optimisant la différence relative de phase pour obtenir 90° (figure 4.20).

La figure 4.19 décrit le premier principe. Pour cela nous avons besoin de *patch* acceptant « naturellement » la polarisation circulaire émise par la source. Les *patches* carrés, circulaires ou annulaires satisfont à cette condition contrairement au *patch* rectangulaire.

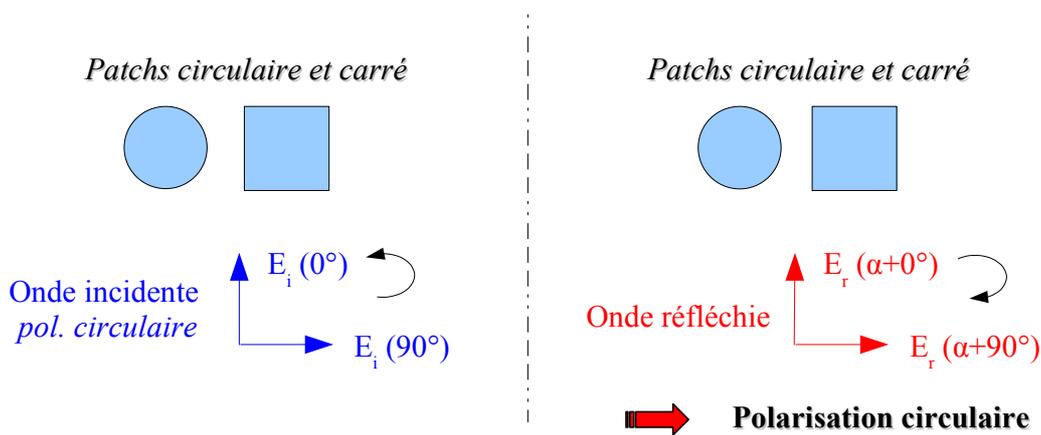


Figure 4.19: Polarisation circulaire à partir d'une excitation en polarisation circulaire

La figure 4.20 résume le second principe en s'appuyant sur le fonctionnement d'un *patch* rectangulaire excité en polarisation linéaire. La polarisation circulaire est obtenue en utilisant la dissymétrie du *patch* rectangulaire par rapport au champ d'excitation. En effet, si nous décomposons le champ incident sur le *patch* suivant les deux axes principaux de celui-ci (cf. figure 4.20), nous remarquons que les phases réfléchies par les polarisations verticale et horizontale ne sont pas identiques. Il est possible de régler cette différence de phase afin d'obtenir les $\pm 90^\circ$ nécessaires à la polarisation circulaire. Cette solution, demande un grand nombre de réglages afin de remplir ces conditions ce qui peut augmenter les erreurs aussi bien lors de la conception que de la fabrication.

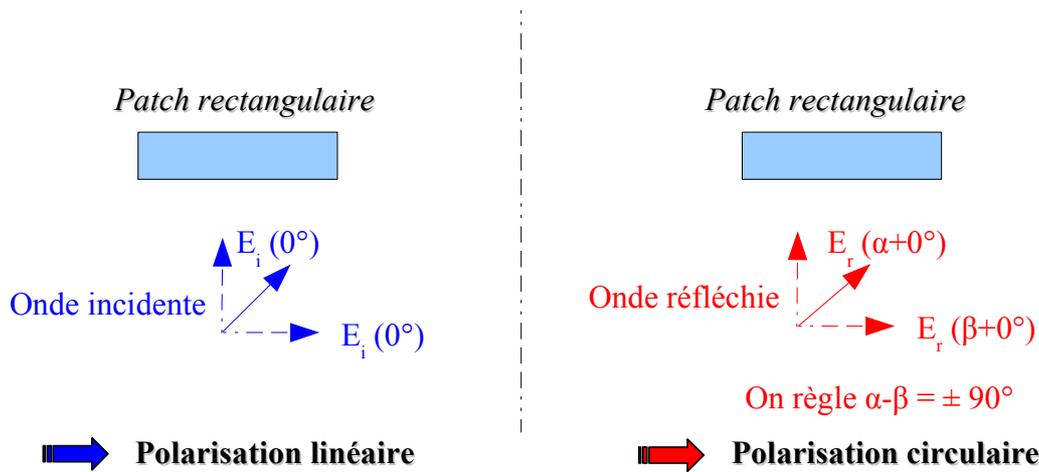


Figure 4.20: Polarisation circulaire à partir d'une excitation en polarisation linéaire

Il faut également rappeler que pour obtenir une polarisation circulaire, il ne suffit pas d'avoir une différence de phase de 90° entre les deux composantes du champ électrique mais également que l'amplitude de ces deux composantes soient identiques

III.1.1 Cellule en $\lambda/2$

Nous présenterons dans ce paragraphe, des *patches* répondant au premier principe. Cette solution requiert moins de paramètres de réglage, puisqu'il ne faut corriger que la phase réfléchie sans ce soucier d'obtenir une différence de phase de 90° entre les deux composantes du champ électrique, ce qui minimise les sources d'erreur. Des éléments de forme circulaire ont été développés au laboratoire (figure 4.21) [5]:

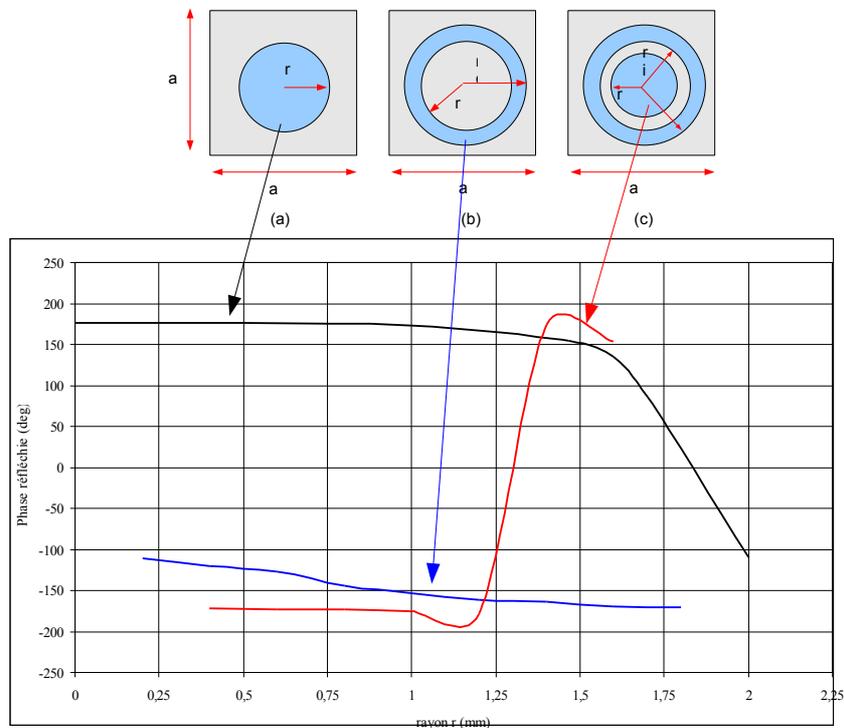


Figure 4.21: Courbe de phase à 30 GHz

Ces éléments sont en $\lambda/2$. Ainsi, en combinant ces trois types d'éléments réflecteurs, il est possible de corriger n'importe quel retard de phase. Le *patch* circulaire couvre presque la totalité des 360° de phase (entre -110 et 170°). Le *patch* annulaire prend le relais entre -170 et -110° , puis la combinaison des *patches* annulaire et circulaire couvre la plage restante. Cette dernière est redondante avec le *patch* circulaire. Il est préférable d'utiliser le *patch* circulaire car il est plus simple à réaliser et possède moins de paramètres de réglage ce qui minimise une fois de plus les erreurs. Ces *patches* fonctionnent également en polarisation linéaire.

Nous avons évalué à l'aide du logiciel de simulation Ansoft HFSS les performances d'un réseau réflecteur utilisant ces *patches* à géométrie circulaire afin de tester sa faisabilité en polarisation circulaire en bande Ka. Une source fonctionnant à 30 GHz en polarisation circulaire a été conçue pour cette simulation. Il s'agit d'une antenne hélice placée à l'extrémité d'un guide circulaire ouvert, comme indiqué en figure 4.22. Cette antenne, qui n'est pas réalisable en l'état du fait que l'hélice ne soit fixée sur aucun support, a pour fonction unique d'alimenter le réseau en polarisation circulaire, conformément aux propriétés de l'hélice.

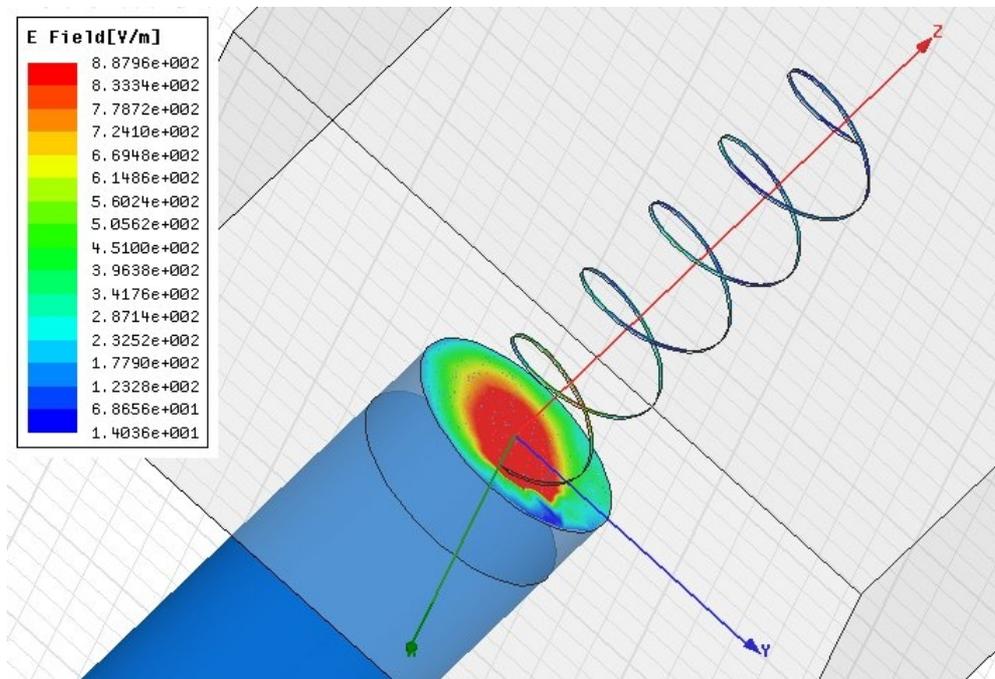


Figure 4.22: antenne hélice

L'échelle des couleurs matérialise la loi d'amplitude du champ électrique. Conformément à nos attentes, elle est maximale au centre de l'hélice à l'extrémité du guide, ce qui indique que le couplage guide-hélice est maximal. Bien que l'antenne ne puisse être réalisée, il est important de vérifier son bon fonctionnement car elle doit être transparente vis à vis des performances du réseau réflecteur. Un mauvais couplage guide-hélice pourrait dégrader « artificiellement » ces dernières.

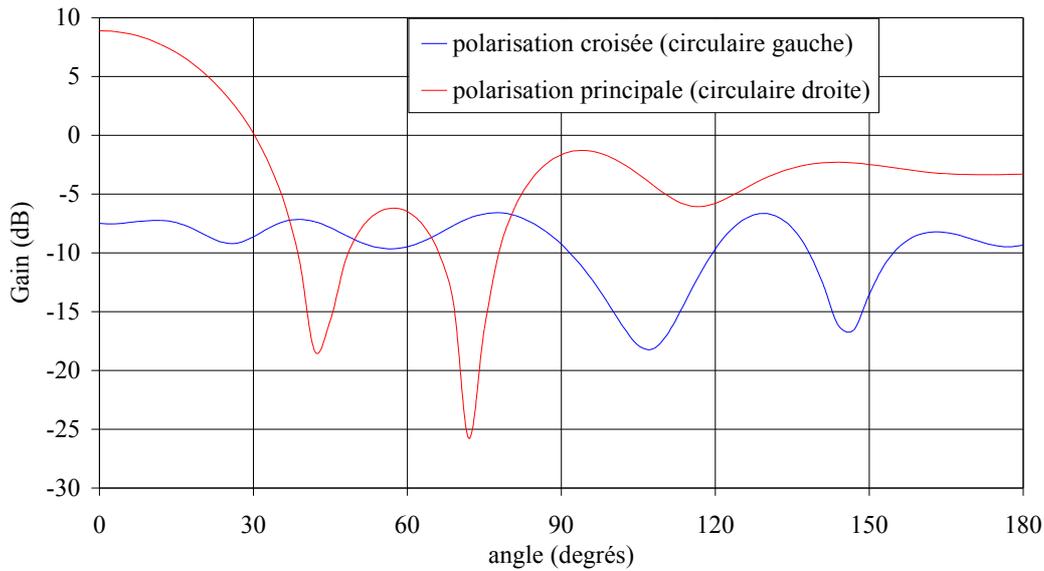


Figure 4.23: Diagramme de rayonnement de la source primaire

La figure 4.23 permet de vérifier que la polarisation de cette source est circulaire. Nous obtenons une bonne isolation entre les polarisations circulaires droite et gauche.

Un réseau réflecteur fonctionnant à 30 GHz de taille 50 mm, sur un substrat de type Duroïd de permittivité 2,2 et d'épaisseur 0,381 mm, a été conçu. Nous utilisons d'une part le programme de modélisation des réseaux réflecteurs basé sur la méthode d'ouverture équivalente décrit au chapitre 2 de cette thèse, pour déterminer les caractéristiques souhaitées des *patches*, puis nous déterminons, en simulation à l'aide du logiciel HFSS, les dimensions des *patches* de manière à corriger les phases souhaitées en s'appuyant sur l'approche guide d'ondes. Enfin, nous effectuons la simulation numérique du réflecteur entier. Les figures 4.24 et 4.25 représentent respectivement les diagrammes de rayonnement et le rapport axial du réseau.

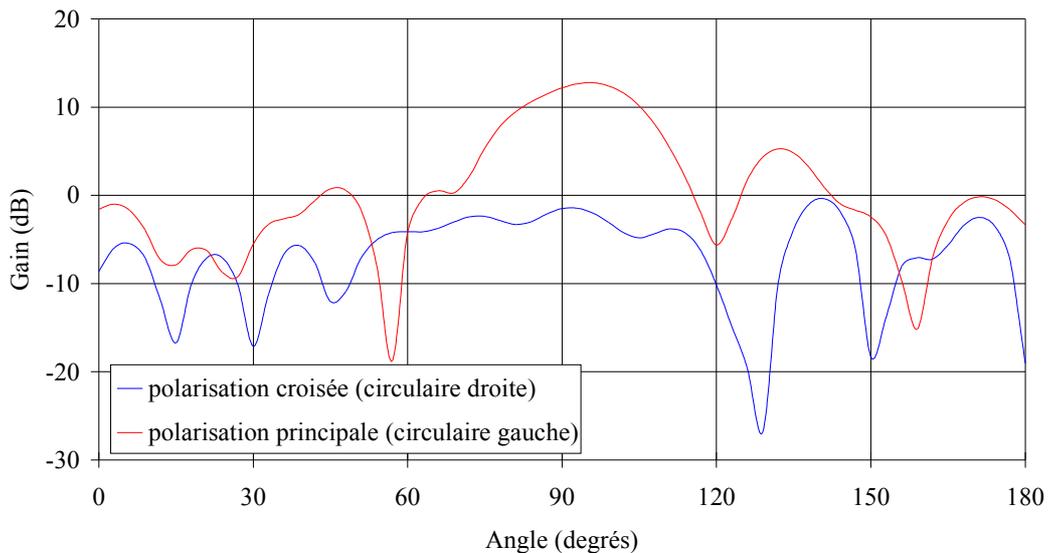


Figure 4.24: Diagramme de rayonnement du réseau réflecteur à polarisation circulaire

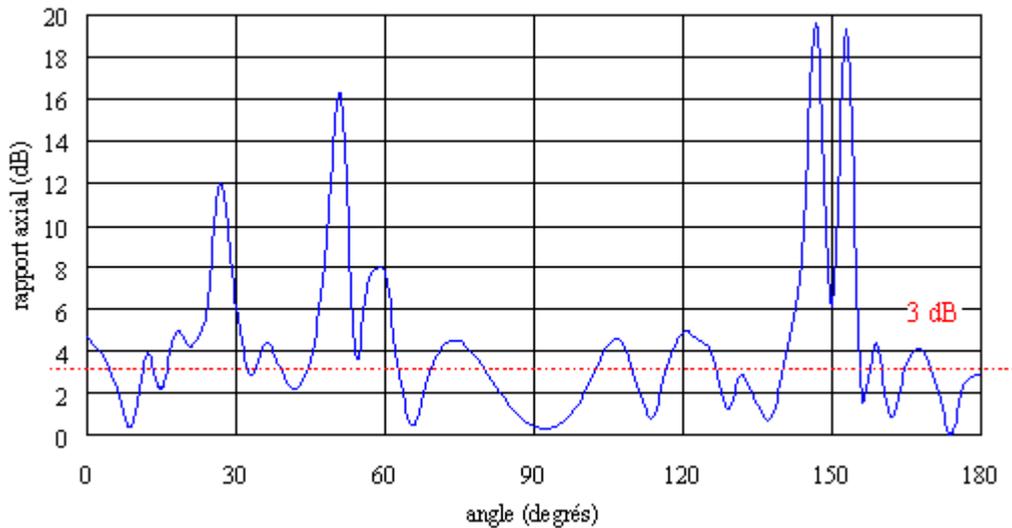


Figure 4.25: Rapport axial à 30 GHz

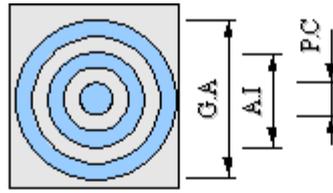
Remarquons qu'à dimensions égales (5λ), le niveau ainsi que la largeur du lobe principal sont moins bons qu'en polarisation linéaire pour un réflecteur de dimension équivalente. En effet, le gain obtenu ici en simulation est de l'ordre de 12,5 dB contre 14,5 dB pour un réflecteur de dimension équivalente mais à polarisation linéaire. Ces résultats s'expliquent par le fait que le centre de phase de la source primaire n'est pas situé exactement au point focal du réflecteur plan. En effet, avec ce type de source, le centre de phase n'est pas situé à l'extrémité de la source, contrairement au guide ouvert utilisé pour la polarisation linéaire. L'analyse du rapport axial, permet de constater que la polarisation circulaire est satisfaisante dans la direction du lobe principal à 90° . De plus elle s'étend sur une plage angulaire avoisinant les 60° .

III.1.2 Cellule en $\lambda/4$

Nous avons vu que les performances pouvaient être améliorées en diminuant la taille des cellules du réseau réflecteur. Un *patch* à structures d'anneaux imbriqués de taille $\lambda/4$ permettant de couvrir plus de 300° de phase a été conçu. La figure 4.19 montre la phase réfléchie d'une telle structure à la fréquence de 30 GHz. Il est intéressant de noter qu'avec ce *patch* en $\lambda/4$, la couverture de phase est bien supérieure à celle du *patch* en $\lambda/4$ à 94 GHz présenté précédemment (cf. figure 4.14) et dont la couverture avoisinait les 240° [9]. Le *patch* est composé de deux anneaux et d'un petit *patch* circulaire. Nous adoptons la dénomination suivante:

- G.A: grand anneau
- A.I: anneau intermédiaire
- P.C: petit cercle

- Chapitre 4 – Etude sur les cellules des réseaux réflecteurs -



Pour une échelle = 1: G.A = 1mm, A.I = 0.6mm, P.C = 0.2 mm

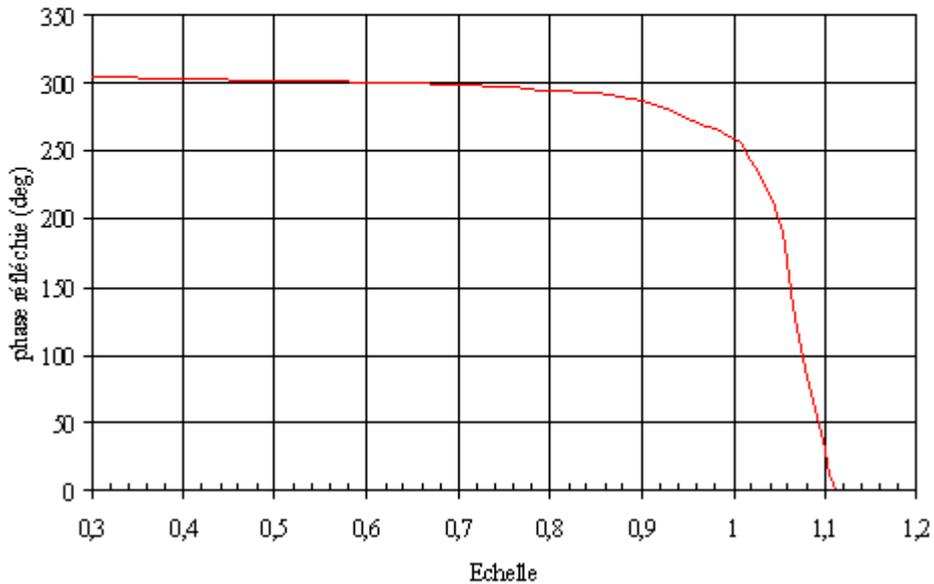


Figure 4.26: éléments déphaseurs de taille réduite

La courbe de phase de la figure 4.26 est obtenue en faisant varier l'échelle des rayons des anneaux imbriqués qui constituent l'élément déphaseur. C'est à dire que l'on fait varier entièrement les différents anneaux constituant la cellule et non pas un anneau en particulier.

La figure 4.27 représente la distribution de courant sur le *patch*. Nous voyons qu'il existe un couplage entre les différents anneaux qui permet en outre d'augmenter la bande passante en fréquence de l'élément tout en conservant une structure planaire, donc facile à réaliser. Comme on peut le noter sur la figure suivante, c'est le passage d'un à deux anneaux qui permet d'obtenir la plus grande plage de variation de phase, l'ajout d'un troisième anneau permet, quant à lui, d'atteindre des valeurs de phase plus élevées (augmentation de la plage de phase de l'ordre de 15°).

- Chapitre 4 – Etude sur les cellules des réseaux réflecteurs -

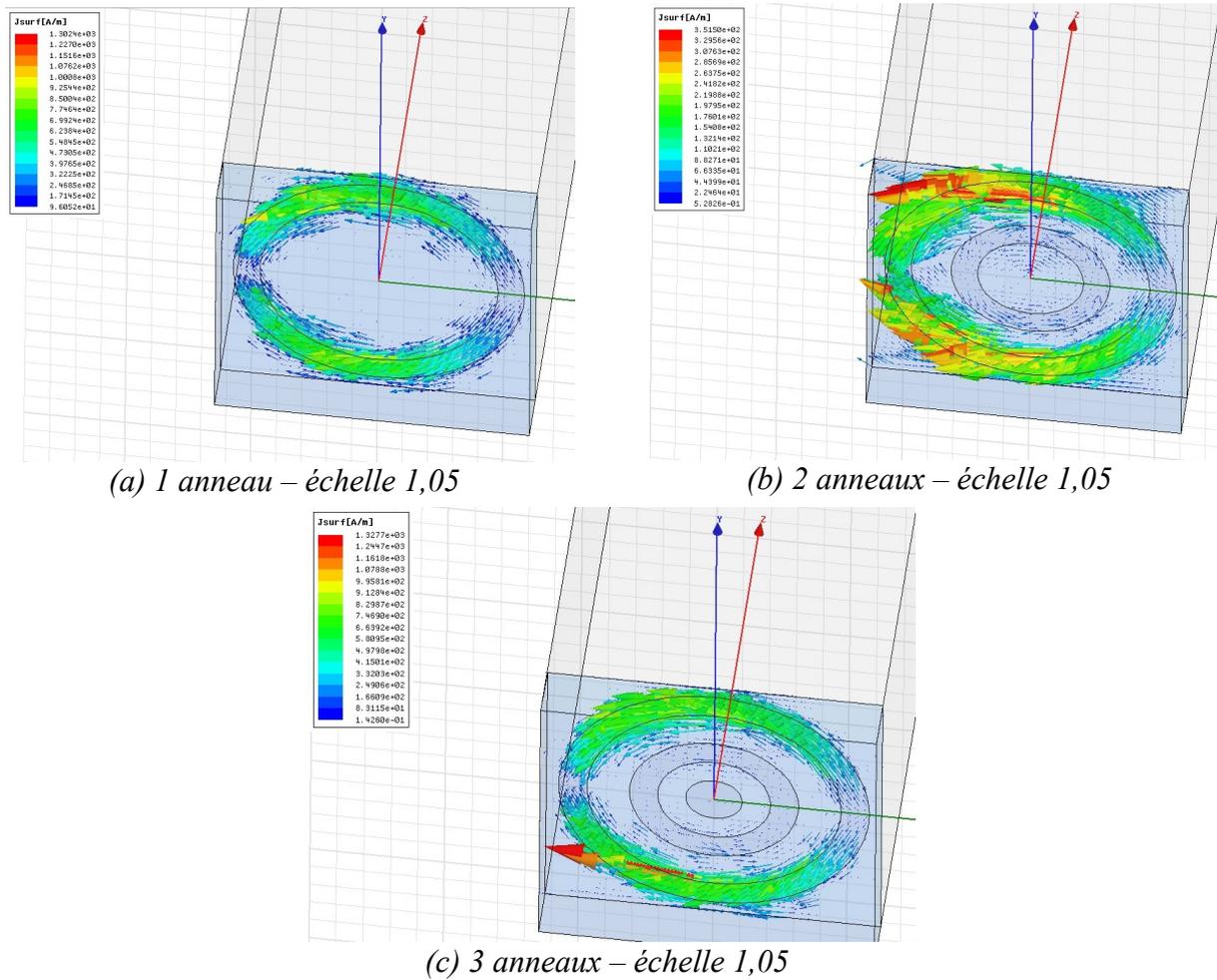


Figure 4.27: Distribution de courant sur le patch à anneaux imbriqués

III.2 Cellules pour réflecteur de Fresnel à polarisation circulaire à 94 GHz

Dans ce paragraphe, nous allons étudier la faisabilité de cellules permettant de réfléchir de la polarisation circulaire en étant éclairés par une source à polarisation linéaire.

Comme nous l'avons expliqué précédemment une onde plane incidente orientée à 45° par rapport à l'axe vertical peut être décomposée suivant deux axes. Les composantes verticales et horizontales ont le même déphasage et la même amplitude dans le cas de *patch* de forme symétrique. Par exemple, un anneau coupé réfléchit une phase différente selon la composante du champ. Cela dépend de la distribution des courants de surface. Ainsi, si l'on regarde les courants de surface entre un anneau et un anneau coupé dont la fente est parallèle à l'excitation, on peut remarquer que ces derniers sont très similaires pour les deux structures (figure 4.28.a). Par contre, si l'on compare les courants entre l'anneau et l'anneau coupé dont la fente est perpendiculaire à l'excitation (figure 4.28.b), les courants de surface sont très différents et donc la phase réfléchie l'est également.

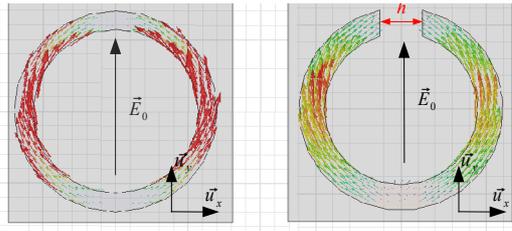


Figure 4.28.a: Courants de surface (fente parallèle à l'excitation)

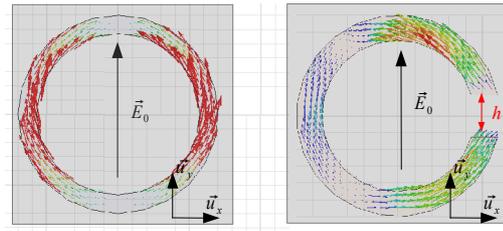


Figure 4.28.b: Courants de surface (fente perpendiculaire à l'excitation)

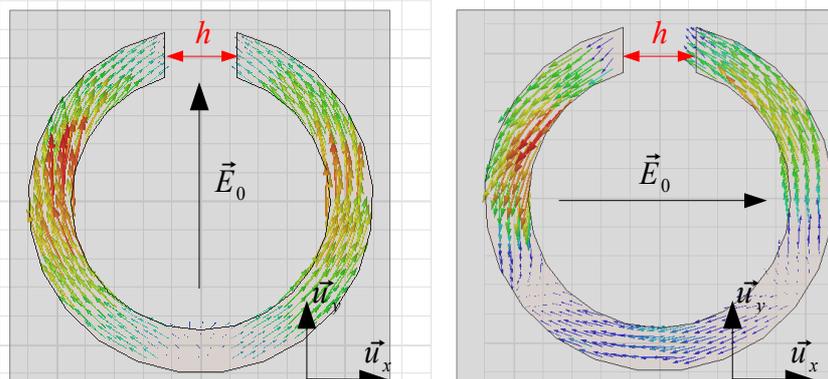


Figure 4.28.c: Courants de surface de l'anneau coupé selon les deux composantes

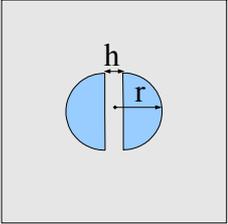
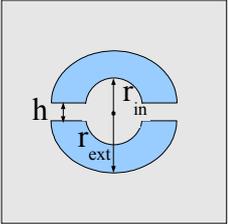
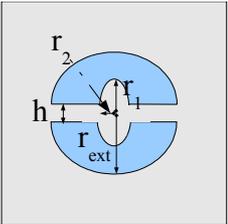
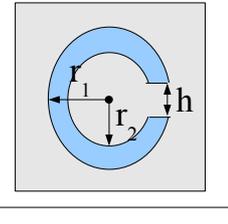
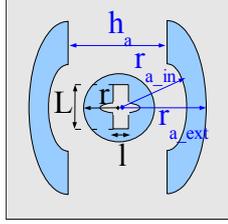
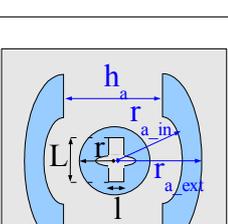
Ainsi, les deux composantes ont bien des phases qui diffèrent l'une de l'autre, il est donc possible d'ajuster les différents paramètres du *patch* de manière à obtenir une différence de phase de 90° entre les deux composantes de manière à pouvoir ré-émettre de la polarisation circulaire. Pour optimiser les paramètres des *patches* de manière à obtenir les phases souhaitées, nous avons utilisé l'approche guide d'onde en incidence normale.

Nous avons donc conçu les *patches* de manière à obtenir un réseau réflecteur de Fresnel huit zones à 94 GHz en polarisation circulaire dans le cadre d'une collaboration entre le LEAT et l'ENRI (Electronic Navigation Research Institute, Tokyo, Japon). Le substrat utilisé est du Duroïd de permittivité 2,2 et d'épaisseur 0,254 mm.

Pour obtenir les *patches* couvrant les zones allant de 0° à 135° , nous avons pris comme base la cellule en forme d'anneau coupé (figure 4.28) que nous avons modifiée de manière à obtenir les phases réfléchies pour les quatre premières zones ($0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$), l'anneau coupé présenté en figure 4.28 corrigeant la zone 135° . Cependant ce type d'élément ne nous permet pas de couvrir toute la plage de phase nécessaire. Afin de remédier à ce problème, nous avons combiné deux *patches* pour permettre de couvrir les zones allant de 180° à 315° .

Sur le tableau suivant, se trouvent représentés les *patches* ainsi que les différents paramètres qu'il faut optimiser afin de couvrir les huit zones du réflecteur de Fresnel à polarisation circulaire à la fréquence de 94 GHz. La colonne intitulée « zone » correspond aux différentes zones de Fresnel. Les colonnes « Phase normalisée (Axe vertical) » et « Phase normalisée (Axe horizontal) » sont divisées en deux parties: « Phase » et « Erreur », qui correspondent respectivement à la phase corrigée effectivement par le *patch* selon que cela soit la composante verticale ou horizontale, ainsi que l'erreur relative par rapport à la phase de la zone de Fresnel. Quant à la colonne « $\Delta\phi$ », elle correspond au déphasage entre les composantes verticale et horizontale.

- Chapitre 4 – Etude sur les cellules des réseaux réflecteurs -

Zone	Forme	Dimensions	Phase normalisée (Axe vertical)		Phase normalisée (Axe horizontal)		$\Delta\phi$
			Phase	Erreur	Phase	Erreur	
0°		h=0,52 mm h=0,25 mm	0	0	87	-3	87
45°		r _{ext} =0,725 mm r _{in} =0,575 mm h=0,2 mm	42	-3	140	5	98
90°		r _{ext} =0,6 mm r ₁ =0,3 mm r ₂ =0,1 mm h=0,2 mm	80	-10	180	0	100
135°		r ₁ =0,7 mm r ₂ =0,575 mm h=0,34 mm	140	5	225	0	85
180°		anneau extérieur r _{a_in} =0,5 mm r _{a_ext} =0,7 mm h _a =0,62 mm disque intérieur r=0,4mm L=0,6 mm l=0,37 mm	176	-4	263	-7	87
225°		anneau extérieur r _{a_in} =0,5 mm r _{a_ext} =0,7 mm h _a =0,77 mm disque intérieur r=0,4mm L=0,6 mm l=0,27 mm	225	0	317	2	92

- Chapitre 4 – Etude sur les cellules des réseaux réflecteurs -

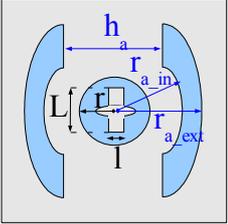
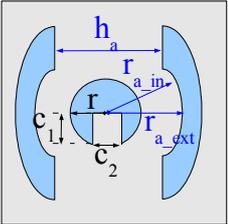
Zone	Forme	Dimensions	Phase normalisée (Axe vertical)		Phase normalisée (Axe horizontal)		$\Delta\phi$
			Phase	Erreur	Phase	Erreur	
270°		anneau extérieur $r_{a_in}=0,5$ mm $r_{a_ext}=0,7$ mm $h_a=0,83$ mm disque intérieur $r=0,4$ mm $L=0,6$ mm $l=0,18$ mm	266	-4	0	0	94
315°		anneau extérieur $r_{a_in}=0,4$ mm $r_{a_ext}=0,6$ mm $h_a=0,57$ mm disque coupé $r=0,5$ mm $c1=0,8$ mm $c2=0,26$ mm	319	4	39	-6	80

Tableau 4.6: Patches constituant le réflecteur de Fresnel à polarisation circulaire

A noter que ces *patches* ont été conçus, en tenant compte des restrictions posées par la procédure de fabrication (les dimensions devant être supérieures à 100 μ m). Les cellules présentées ici ont été utilisées pour la réalisation et la mesure d'un réflecteur de Fresnel à 94 GHz, comme nous le verrons au dernier chapitre.

IV – Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence les bénéfices de la réduction de la taille des cellules:

- sur le gain des réseaux réflecteurs,
- sur le dépointage de faisceau

D'après les simulations que nous avons effectuées, les améliorations en terme de gain peuvent atteindre près de 3 dB en utilisant des cellules en $\lambda/4$ au lieu de cellules en $\lambda/2$, taille généralement utilisée lors de la réalisation de réseaux réflecteurs. La capacité de dépointage du lobe de rayonnement est de l'ordre de $\pm 40^\circ$ avec une perte inférieure à 2 dB en $\lambda/4$ alors que la perte est de 3 dB en $\lambda/2$. Ce principe a été appliqué aussi bien en polarisation linéaire que circulaire.

Cependant, nous avons montré que cette réduction pouvait introduire une diminution de la couverture de la phase réfléchi, donc des performances du réseau. D'où la nécessité de trouver des nouvelles formes de *patches* qui permettent de garantir une bonne couverture de la phase. C'est ce qui a été fait avec l'utilisation de cellules à base d'anneaux imbriqués qui peuvent constituer les éléments de base pour un réseau réflecteur à polarisation circulaire dont la source primaire émet un rayonnement à polarisation circulaire pour des applications spatiales à 30 GHz.

Un travail portant sur la conception de cellules permettant de réfléchir une onde à polarisation circulaire à partir d'un éclairage en polarisation linéaire pour des applications à 94 GHz a également été menée. Ces cellules constituant les briques de base des réflecteur de Fresnel dont nous verrons le comportement dans le chapitre suivant.

Références du chapitre 4

- [1] D.M POZAR, S.D TARGONSKI, H.D SYRIGOS, "Design of millimeter wave microstrip reflectarrays", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.45, pp. 287-295, february 1997
- [2] B.Y RAHMAT-SAMII, N. TULINSTEFF, "Diffraction Analysis of frequency selective reflector antennas", IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.41, pp. 476-487, april 1993
- [3] R. DICKIE, R. CAHILL, H.S GAMBLE, V.F FUSCO, A.G SCHUNCHINSKY, N. GRANT, "Spatial demultiplexing in the submillimeter wave band using multilayer free-standing frequency selective surface", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol 53, pp. 1904-1911, june 2005
- [4] D. PERRYHFSS- Antennas, Arrays, FSS
<http://www.ansoft.com/workshops/hfworkshop02/perry.pdf>
- [5] B.D NGUYEN, "Etude et réalisation d'antennes millimétriques pour radar de détection d'obstacles", 2005
- [6] R. REMSKI, B. GRAY, L. MAFrequency Selective Surfaces
- [7] D.M. POZAR, "Microstrip Reflectarrays: Myths and Realities",JINA, International Symposium on Antennas, 2004
- [8] S.D TARGONSKI, D.M POZAR, "Analysis and Design of a Microstrip Reflectarray using patches of variable size",IEEE AP-S/URSI Int Symp, 1994
- [9] N. MISRAN, R. CAHILL, V.F FUSCO, "Concentric Split Ring Element for Dual frequency Reflectarray", Electronics Letters, vol.39, pp. 1776-1777, december 2003

CHAPITRE 5:

RÉALISATIONS ET MESURES

Introduction

Antennes à polarisation linéaire

Antennes à polarisation circulaire

Contraintes de réalisation

Conclusion

I – Introduction

Ce chapitre présente les mesures des différents réseaux réflecteurs que nous avons réalisés durant cette thèse.

Un système de mesure de diagramme de rayonnement fonctionnant de 800 MHz à 110 GHz a été installé au laboratoire en mai 2004. Il est fourni par Agilent et utilise des mélangeurs proches des antennes à tester afin de réduire les pertes en haute fréquence [1]. En effet, la mesure en chambre anéchoïde nécessite, en règle générale, de transporter le signal sur plusieurs mètres avant d'arriver au récepteur. Or, dans la gamme millimétrique, les câbles coaxiaux, lorsqu'ils existent, présentent des pertes prohibitives pour le transport d'un tel signal. L'utilisation de plusieurs mètres de guides d'onde n'offrant aucune souplesse, n'est pas non plus une solution envisageable. Il est donc indispensable de descendre la fréquence du signal à transporter. Cette dernière est de 20 MHz dans notre cas. Le système de mesure est composé:

- d'une chambre anéchoïde dont le plancher de bruit est de -90 dBm,
- de deux tourelles supportant les antennes d'émission et de réception

Le dispositif est piloté par un logiciel d'acquisition et de commande qui permet d'automatiser les mesures en asservissant à la fois l'émetteur et le récepteur. Généralement, l'antenne d'émission est un cornet standard. L'antenne de réception correspondant à l'antenne sous test. La chambre anéchoïde a une longueur de 8 m, une largeur de 4 m, et l'émetteur et le récepteur sont espacés de 4,6 m.

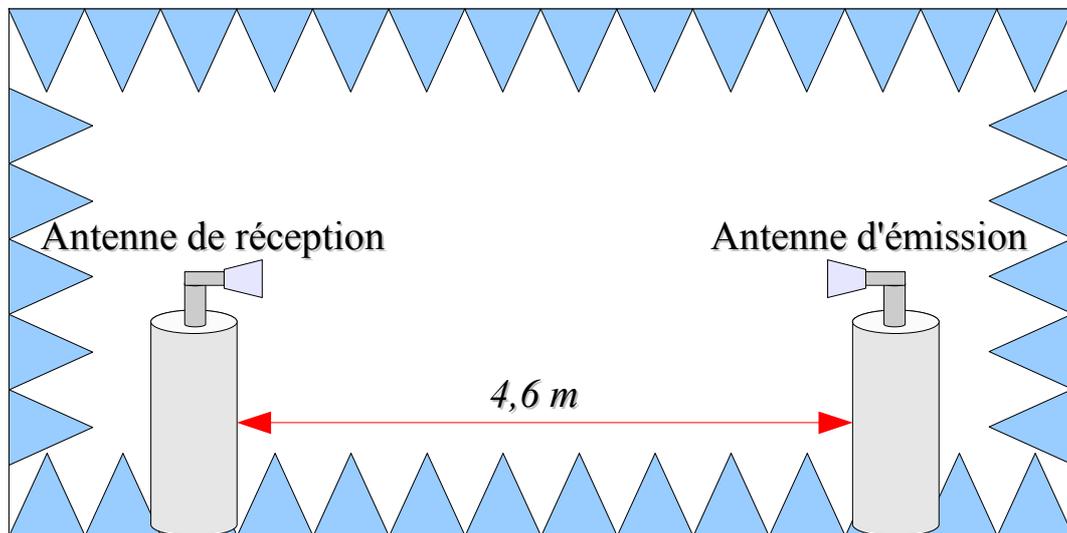


Figure 5.1: Chambre anéchoïde

II – Antennes à polarisation linéaire

Dans cette partie, nous nous intéresserons principalement aux *reflectarrays* (avec et sans *offset*) qui fonctionnent en polarisation linéaire. Il s'agit essentiellement de comparaisons entre des réflecteurs dont la taille de cellules est soit en $\lambda/2$ soit en $\lambda/4$.

II.1 Réseau réflecteur

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié l'influence de la réduction de la taille des cellules en terme de gain et de dépointage sur les performances des réseaux réflecteurs de dimensions différentes.

II.1.1 Réseau réflecteur carré de 5λ

Après avoir obtenu de bons résultats en simulation pour le *reflectarray* de 5λ (figure 5.2.a et 5.2.b) à 94 GHz, (soit 15 mm de côté), nous avons décidé de le réaliser et de le mesurer dans la chambre anéchoïde du laboratoire afin de confirmer les résultats obtenus en simulation. La source primaire de ces *reflectarrays* est un guide ouvert standard de type WR-10.

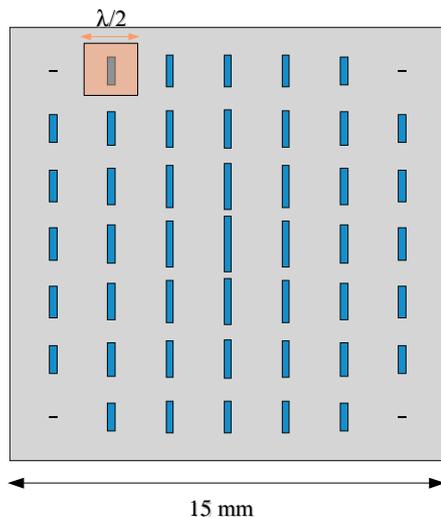


Figure 5.2.a: Masque du réseau en $\lambda/2$

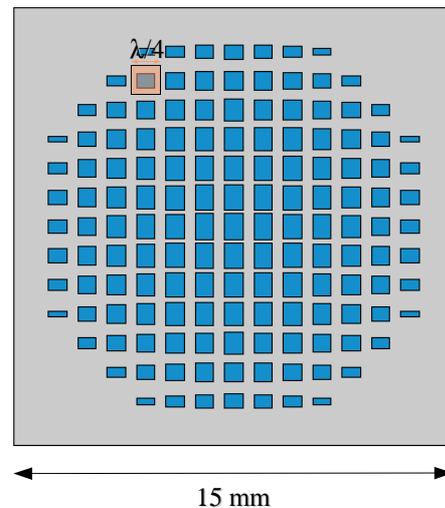


Figure 5.2.b: Masque du réseau en $\lambda/4$

La figure 5.3 présente les mesures du gain normalisé pour ces deux *reflectarrays*.

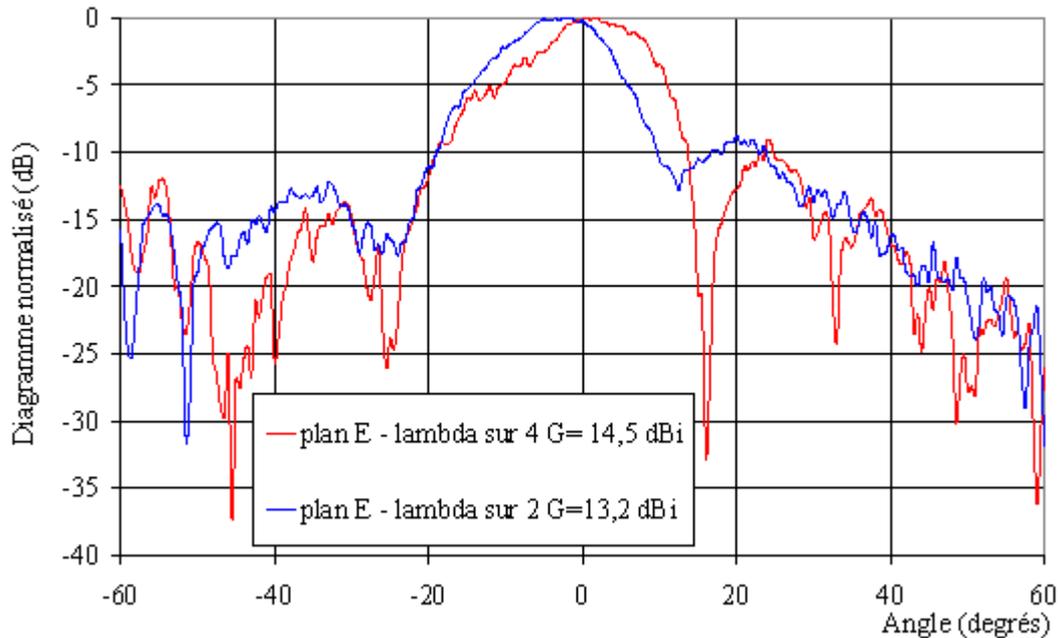


Figure 5.3: Mesures des reflectarrays de 15 mm de côté à 94 GHz

Le gain mesuré pour le *reflectarray* en $\lambda/2$ est de 13,2 dB alors qu'il est de 14,5 dB pour celui en $\lambda/4$. L'augmentation est de l'ordre de 1,5 dB et confirme les résultats obtenus en simulation. La présence de lobes secondaires élevés s'explique en partie par l'effet du masquage, qui, compte tenu des faibles dimensions du réseau représente environ 30% de la surface totale du réflecteur.

Nous avons également effectué, un déplacement mécanique de la source primaire sur un cercle dont le rayon correspond à la distance focale, soit 6,5mm. Ainsi, pour différentes positions de la source sur ce cercle, nous avons relevé le diagramme de rayonnement. Ces différents diagrammes de rayonnement sont représentés sur les figures 5.4.a et 5.4.b. La plage de balayage étudiée est comprise entre -60° et 60° .

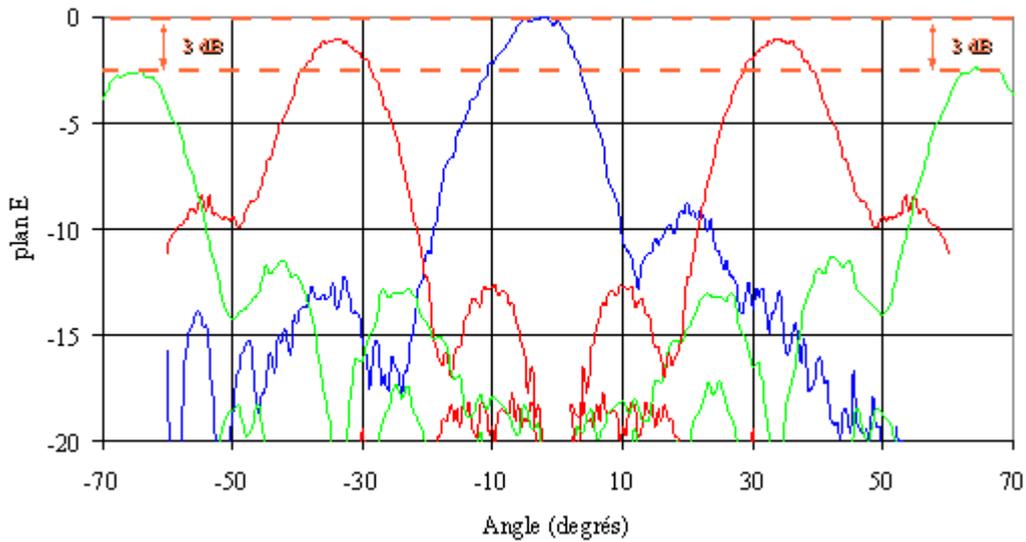


Figure 5.4.a: Dépointage de faisceau (réseau réflecteur $\lambda/2$) – Plan E

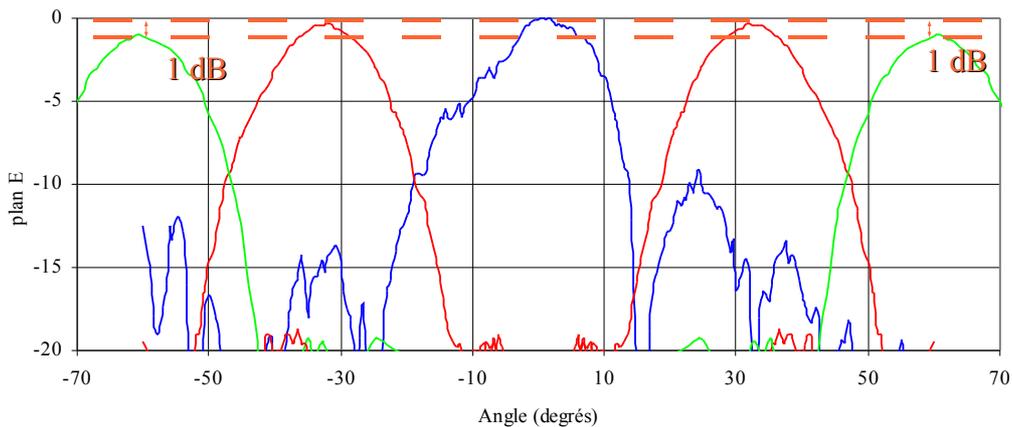


Figure 5.4.b: Dépointage de faisceau (réseau réflecteur $\lambda/4$) – Plan E

La perte de gain pour le réflecteur en $\lambda/2$, est de 3 dB entre l'axe central et un dépointage compris entre $\pm 60^\circ$, alors qu'elle n'est que de 1 dB pour le réflecteur en $\lambda/4$. On peut noter outre la stabilité de l'ouverture à -3 dB pour le *reflectarray* en $\lambda/4$ (comme observé en simulation) que le niveau des lobes secondaires est bien plus faible pour les diagrammes de rayonnement en dehors de l'axe du fait du plus faible masquage. On observe une plage de balayage de 120° pour une perte de gain de l'ordre de 1 dB en $\lambda/4$ et de 3 dB en $\lambda/2$. La plage ainsi obtenue dépasse celles obtenues en simulation. Les mesures confirment donc les avantages d'une réduction d'une taille de cellule sur les niveaux de gain ainsi que sur la capacité de dépointage.

II.1.2 Réseau réflecteur carré de 15λ

Deux réseaux réflecteurs (figure 5.5.a et 5.5.b) de 50 mm de côté (soit 15λ à 94 GHz) ont été réalisés et mesurés. De la même manière, nous avons voulu quantifier l'effet de la réduction de la taille de cellule sur des structures plus importantes.

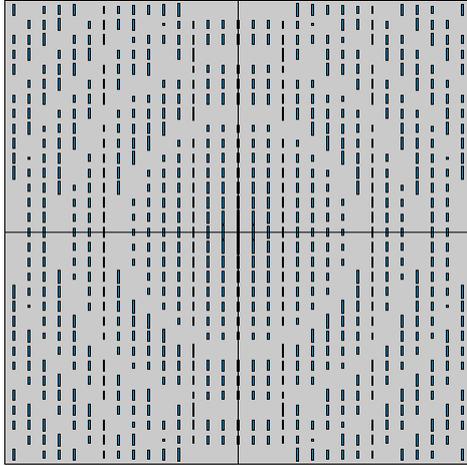


Figure 5.5.a: Masque du réseau de 50 mm de côté en $\lambda/2$

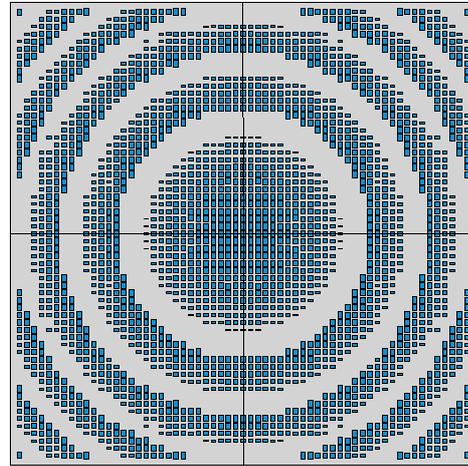


Figure 5.5.b: Masque du réseau de 50 mm de côté en $\lambda/4$

Comme indiqué en figure 5.6, l'atténuation du gain est plus importante pour la structure en $\lambda/4$ que pour celle en $\lambda/2$.

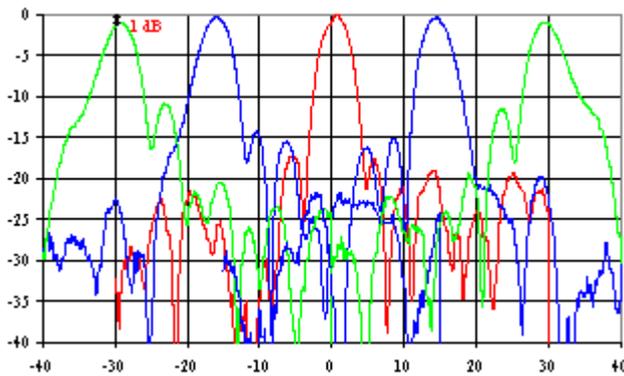


Figure 5.6.a: Réseau de 50 mm de côté – Plan E (cellules en $\lambda/2$ à 94 GHz)

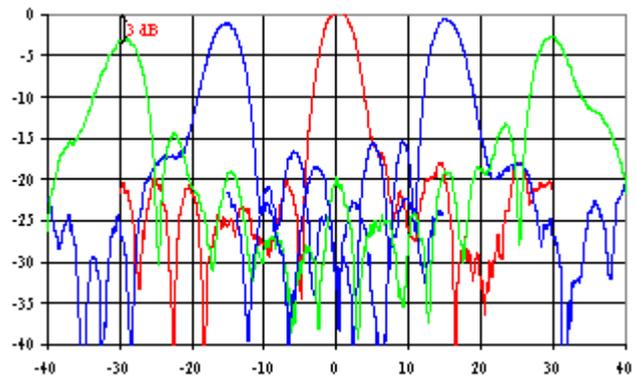


Figure 5.6.b: Réseau de 50 mm de côté – Plan H (cellules en $\lambda/4$ à 94 GHz)

Le tableau 5.1 résume les différentes caractéristiques des réseaux réflecteurs de 15λ de côté. Le *reflectarray* composé de cellules en $\lambda/4$ a de moins bonnes performances que celui en $\lambda/2$.

<i>Taille des cellules</i>	<i>Gain (dB)</i>	<i>Plage de balayage</i>
<i>reflectarray: cellule $\lambda/2$</i>	30	$\pm 30^\circ$ (perte de 1 dB)
<i>reflectarray: cellule $\lambda/4$</i>	27,5	$\pm 30^\circ$ (perte de 3 dB)

Tableau 5.1: Caractéristiques des reflectarrays

II.2 Réseau réflecteur mixte circulaire de 40λ de diamètre

Le fait que le nombre de zones mal corrigées soit plus important pour le réseau réflecteur en $\lambda/4$ par rapport à celui en $\lambda/2$, peut expliquer ces résultats, comme nous l'avons présenté dans le chapitre précédent. Ainsi, afin d'éviter d'avoir des zones mal corrigées, nous avons choisi de « mixer » des cellules en $\lambda/4$ et des cellules en $\lambda/2$. De cette manière, nous profitons de la correction plus fine des éléments en $\lambda/4$ là où c'est possible, puis lorsque ces *patches* ne peuvent plus corriger les retards de phase, nous effectuons alors une discrétisation en $\lambda/2$.

Nous avons donc réalisé un *reflectarray* de 130 mm de diamètre, composé de cellules en $\lambda/2$ et en $\lambda/4$ (figure 5.7.a et b). Nous avons par la suite comparé ce réseau réflecteur à un *reflectarray* avec uniquement des cellules en $\lambda/2$ (figure 5.7.c et d).

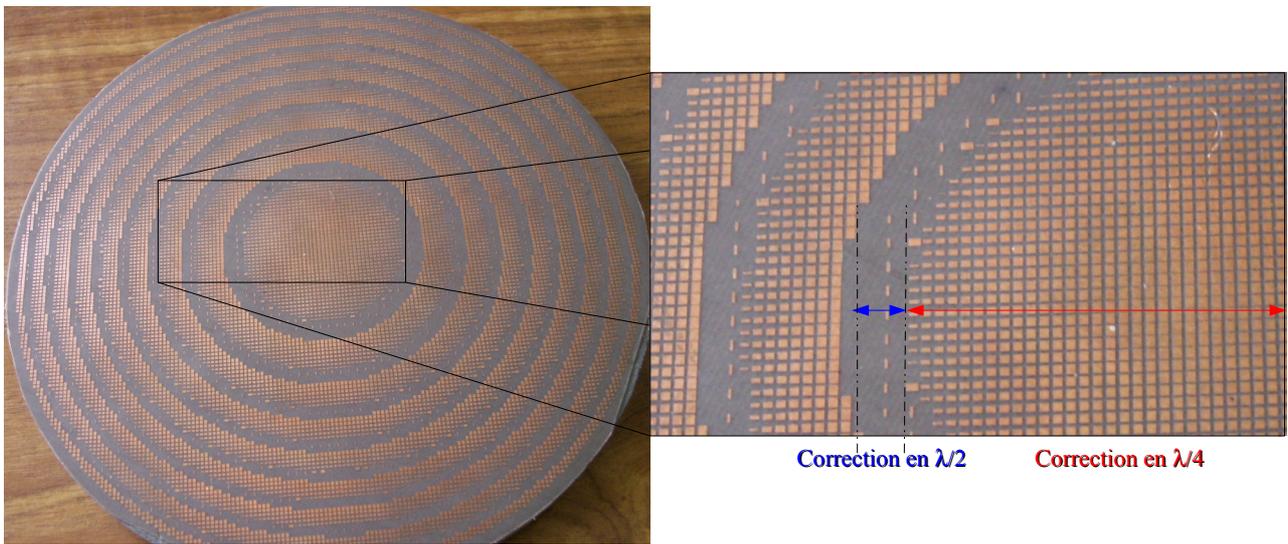


Figure 5.7.a: reflectarray mixte de 130 mm de diamètre (cellule en $\lambda/4$ et $\lambda/2$)

Figure 5.7.b: Agrandissement sur les patches en $\lambda/4$ et $\lambda/2$

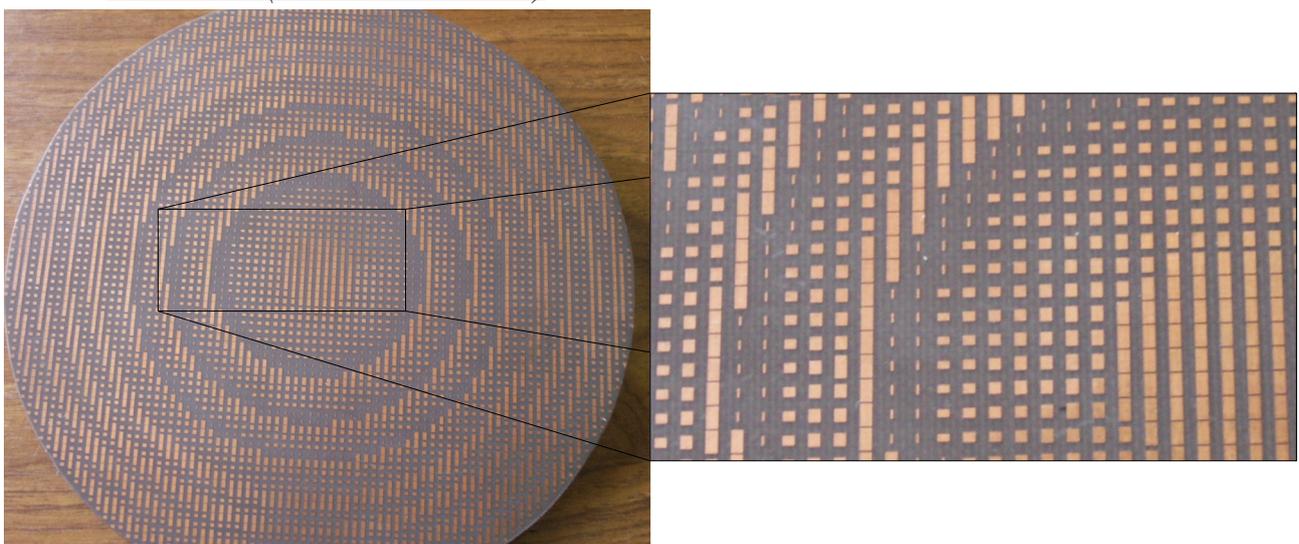


Figure 5.7.c: reflectarray de 130 mm de diamètre (cellule en $\lambda/2$)

Figure 5.7.d: Agrandissement sur les patches en $\lambda/2$

Les mesures de ces deux réseaux réflecteurs sont reportées sur la figure 5.8. Les améliorations en terme de gain et de lobes secondaires obtenues pour de petits réseaux (cf. figures 5.3 et 5.4) ne sont pas constatées. En effet, le niveau des lobes secondaires est sensiblement identique pour les deux réflecteurs. Le gain pour le réseau réflecteur en $\lambda/2$ est légèrement supérieur à celui obtenu avec le *reflectarray* mixte.

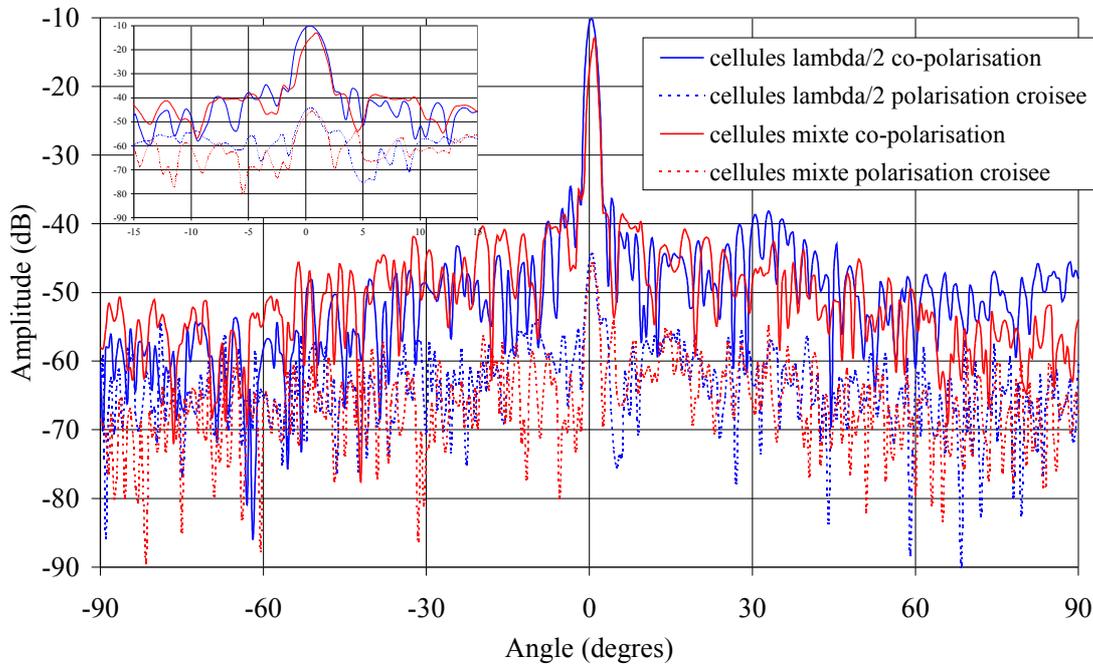


Figure 5.8.a: Comparaison des réflecteurs en $\lambda/2$ et $\lambda/4$ à 94 GHz – Plan E

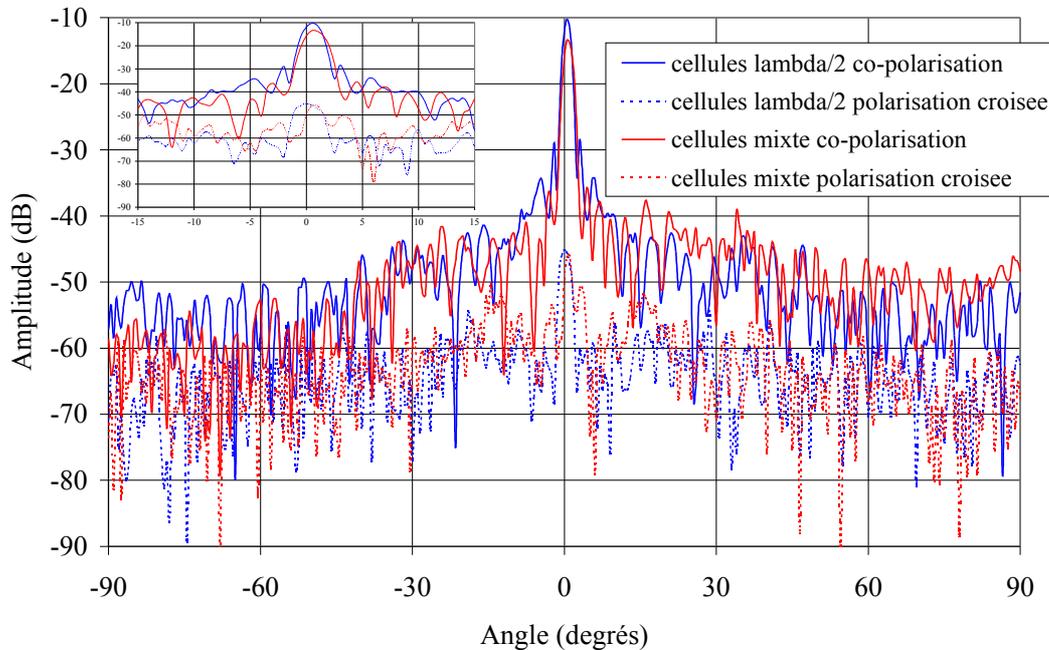


Figure 5.8.b: Comparaison des réflecteurs en $\lambda/2$ et $\lambda/4$ à 94 GHz – Plan H

Nous avons également effectué un balayage en fréquence pour observer le comportement de ces réseaux réflecteurs. Les résultats sont reportés sur la figure 5.9.

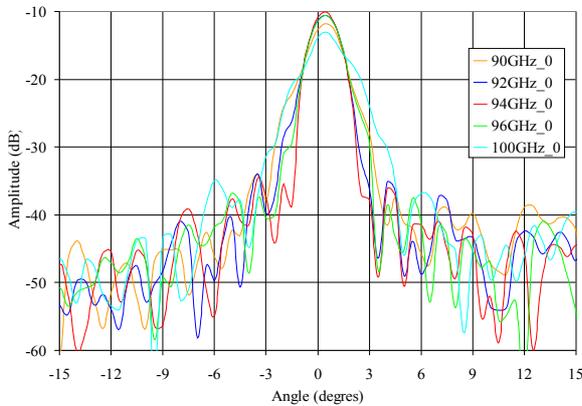


Figure 5.9.a: Balayage en fréquence reflectarray en $\lambda/2$

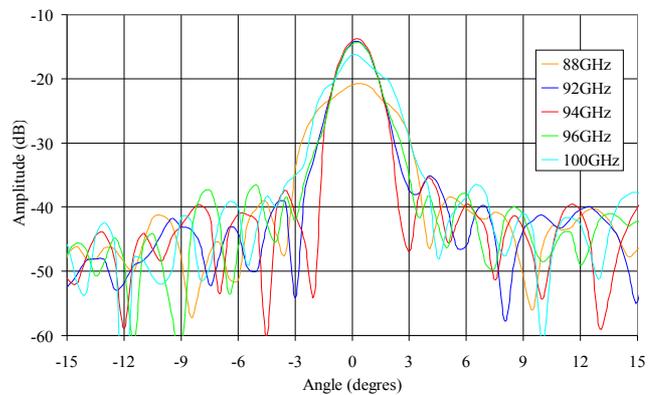


Figure 5.9.b: Balayage en fréquence reflectarray mixte

Les résultats obtenus ne correspondent pas à nos attentes car le *reflectarray* en $\lambda/2$ a une bande passante en gain plus importante que celui qui possède des cellules mixtes (figure 5.10). Le rendement d'ouverture pour la structure en $\lambda/2$ est de l'ordre de 32% alors qu'il n'est plus que de 18% pour le *reflectarray* mixte. Les diagrammes de rayonnement sont moins déformés pour le réseau réflecteur en $\lambda/2$ même pour des fréquences de travail relativement éloignées de la fréquence centrale de 94 GHz. Tandis que pour le *reflectarray* à cellules mixtes, les diagrammes de rayonnement, notamment en bas de la bande sont déformés. La comparaison des niveaux de gain obtenus avec les deux réseaux réflecteurs est représentée en figure 5.10 pour une grande partie de la bande W.

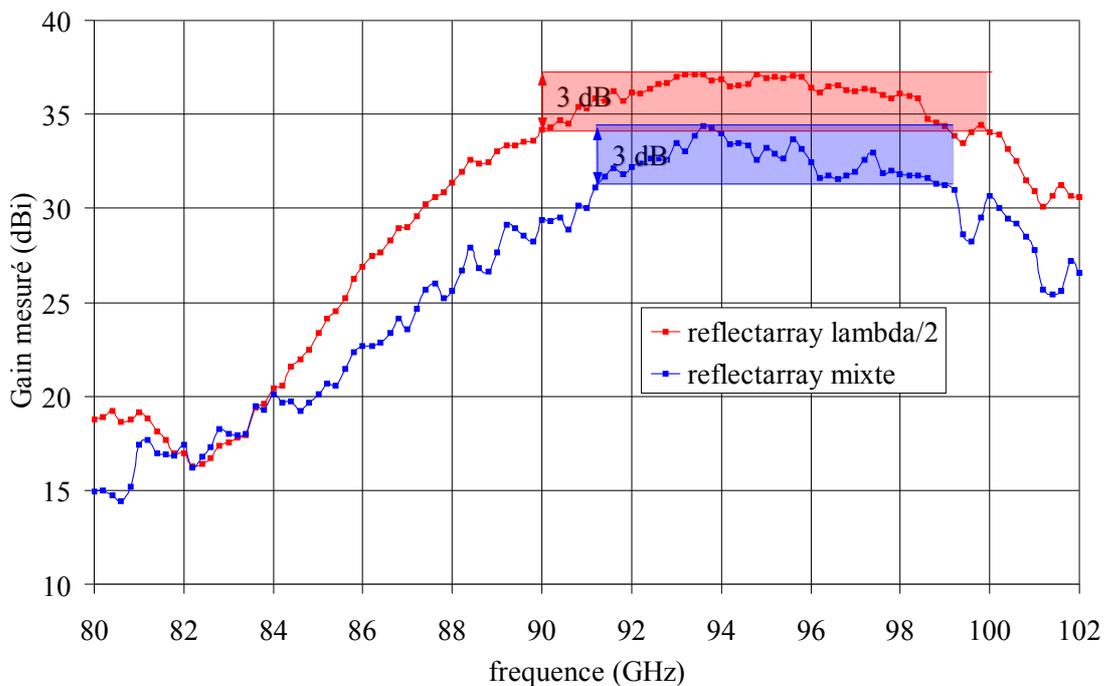


Figure 5.10: Évolution du gain en fonction de la fréquence

Cette figure confirme ce que nous disions précédemment; la bande passante à -3 dB pour le réseau réflecteur à cellules en $\lambda/2$ est de l'ordre de 10 GHz, alors qu'elle n'est plus que de 8 GHz pour le *reflectarray* à cellules mixtes. Ce résultat n'est pas corroboré par de récentes études [2] qui montrent que la réduction de la taille de cellule permet d'augmenter la bande passante des réseaux réflecteurs. Cependant, la taille du réseau choisie pour cette étude est de 10λ alors que les réseaux présentés ici sont de 40λ . La simulation a posteriori par une méthode rigoureuse pourrait permettre d'expliquer ces différences.

II.3 Reflectarray avec offset

Au chapitre 3, nous avons présenté un réseau réflecteur de 130 mm de diamètre en *offset* illuminé par une source « prolata ». Ici, nous verrons plus en détail l'évolution du diagramme de rayonnement ainsi que celle du gain sur la bande W . Deux réseaux réflecteurs avec un découpage en cellules en $\lambda/2$, avec *offset* ont été conçus. Le premier avec un *offset* de 45° (figure 5.11.a) et le second avec un *offset* de 27° (figure 5.11.b).

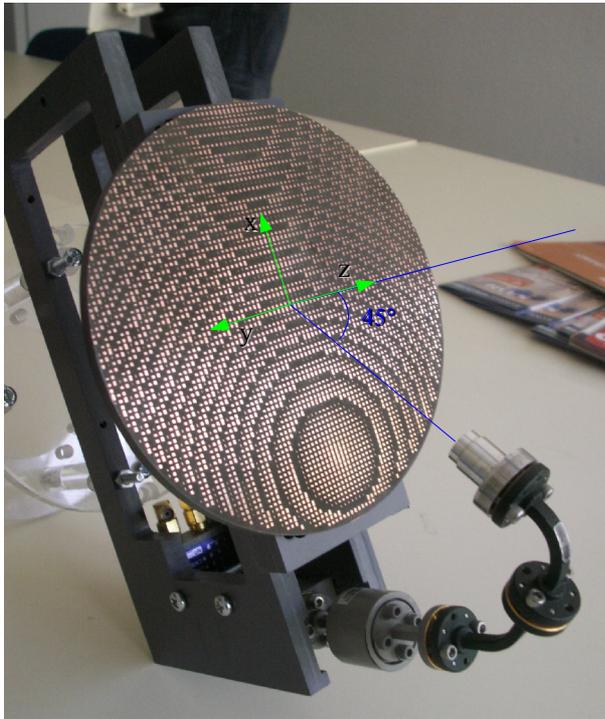


Figure 5.11.a: Reflectarray de 130mm de diamètre – offset de 45°

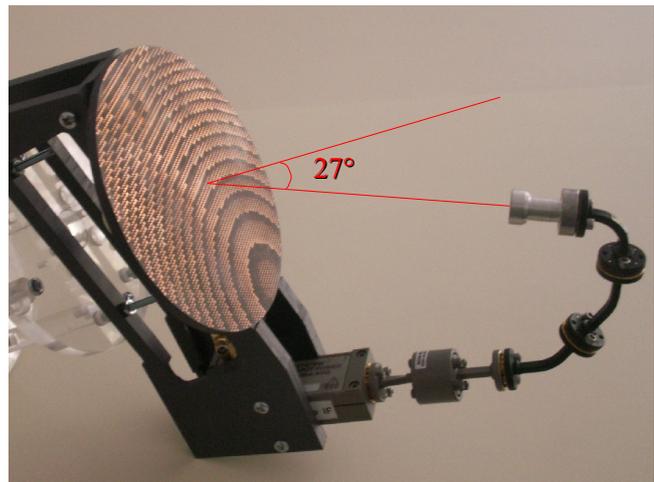


Figure 5.11.b: Reflectarray de 130mm de diamètre – offset de 27°

II.3.1 Reflectarray avec un offset de 27°

Des mesures du réseau réflecteur avec un *offset* de 27° sont effectuées. Les mesures des plans E (plan xOz) et H (plan yOz) à 94 GHz sont reportées en figure 5.12.

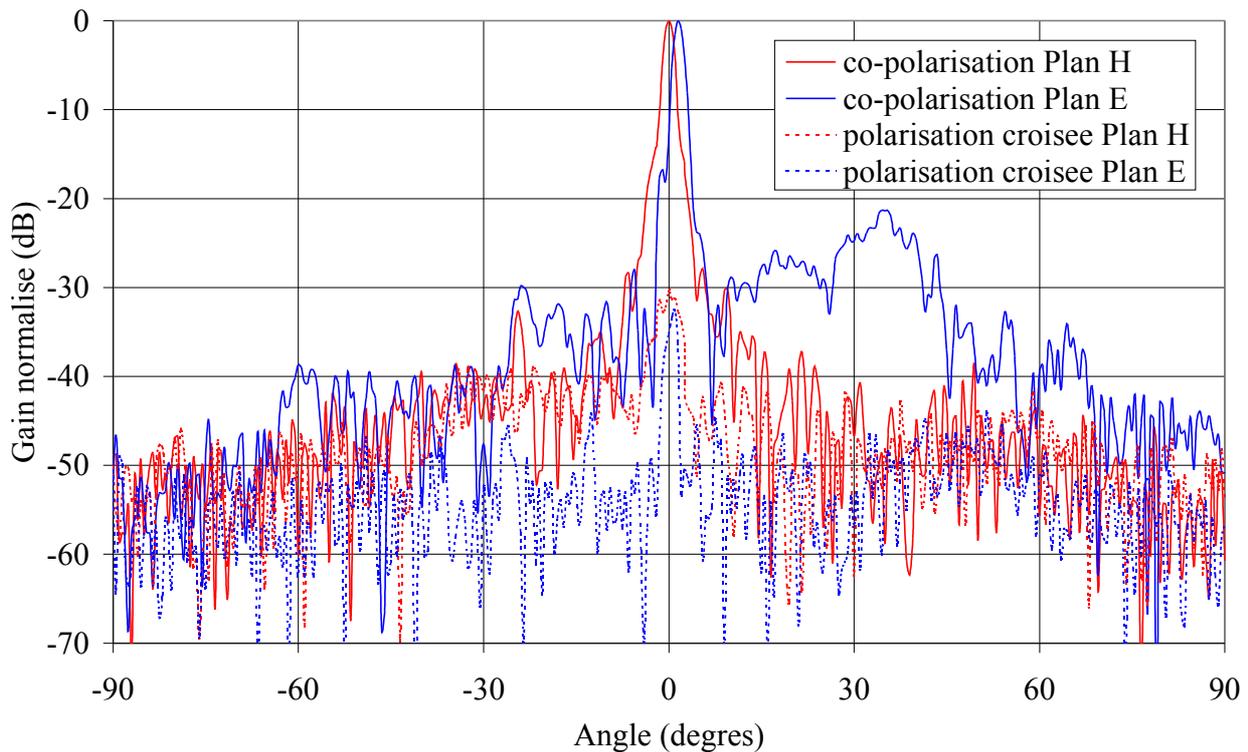


Figure 5.12: Diagramme de rayonnement mesuré du réflecteur avec offset de 27° – f=94 GHz

Le niveau des premiers lobes secondaires du diagramme de rayonnement dans le plan H est de -28 dB alors que dans le plan E, on observe la présence d'un lobe secondaire à -18 dB. Le diagramme de rayonnement du plan E n'est pas symétrique. On remarque une remontée des lobes secondaires autour de 30°. Ce phénomène est dû à la réflexion spéculaire. Le niveau de la polarisation croisée est bonne car elle est inférieure à -30 dB dans les deux plans.

Un balayage en fréquence dans la bande W a été effectué afin de comparer la déformation du diagramme de rayonnement ainsi que l'évolution du gain. Sur la figure 5.13, on peut noter que le diagramme reste relativement stable pour des fréquences allant de 92 GHz à 96 GHz. Le niveau des premiers lobes secondaires est relativement constant à toutes les fréquences. Dans le plan E, on observe toujours la remontée du niveau des lobes secondaires à cause de la réflexion spéculaire.

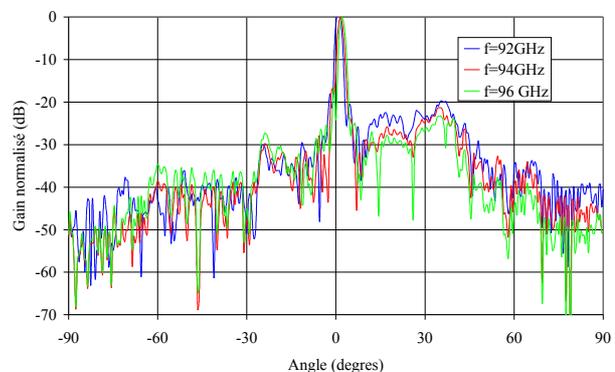
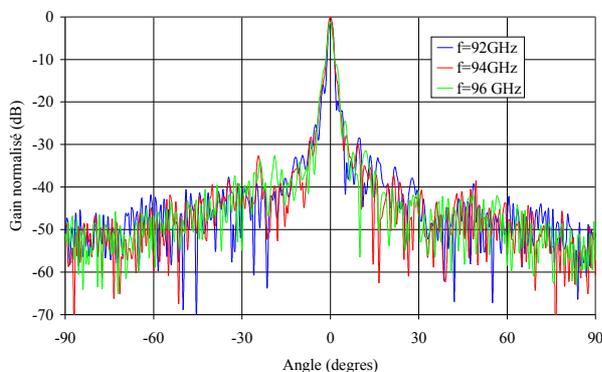


Figure 5.13.a: Evolution du diagramme de rayonnement en fonction de la fréquence –Plan H

Figure 5.13.a: Evolution du diagramme de rayonnement en fonction de la fréquence –Plan E

Sur la figure 5.14, est représentée l'évolution du gain sur la bande W.

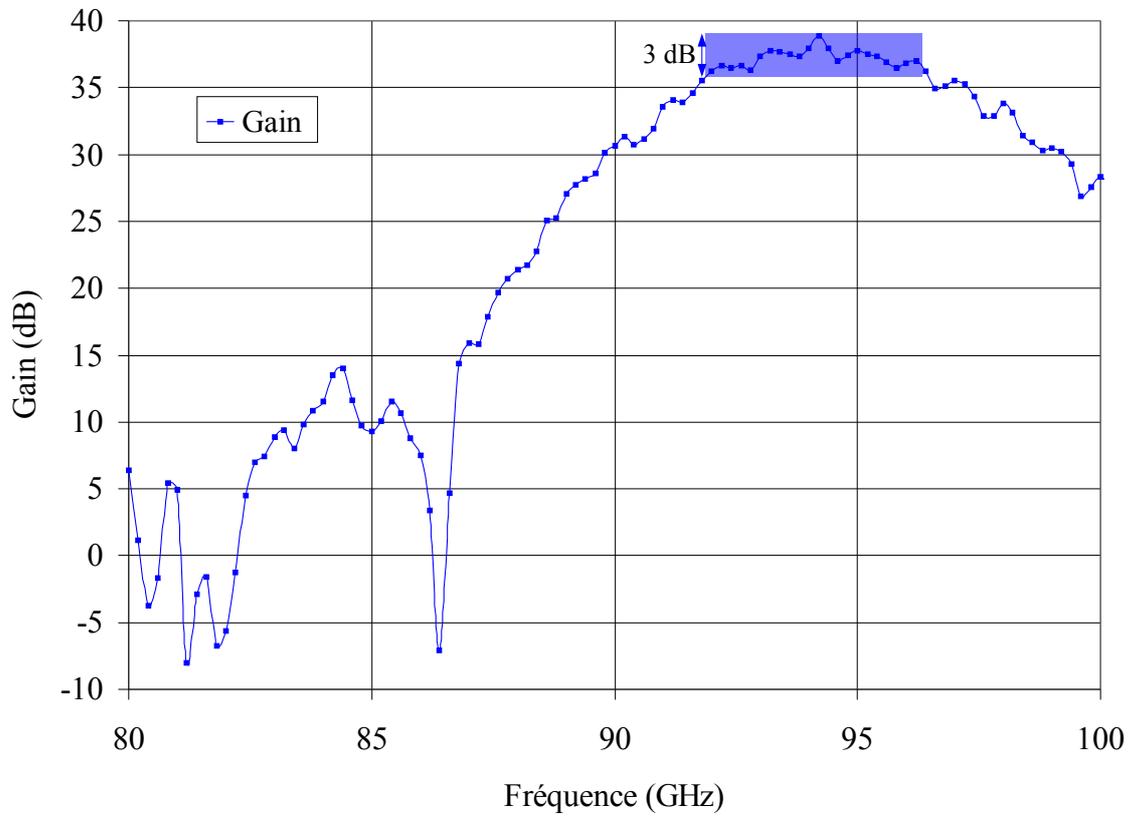


Figure 5.14: Evolution du gain en fonction de la fréquence

Le gain maximum est obtenu à 94 GHz et il est de 39 dB. La bande passante à -3 dB de ce réflecteur est d'environ 5 GHz. Le rendement d'ouverture de ce réseau réflecteur est de 48%. Un deuxième réseau réflecteur de 130 mm de diamètre a été réalisé, mais cette fois-ci, la valeur de l'offset est de 45°.

II.3.2 Reflectarray avec un offset de 45°

Des mesures dans les plans E et H sont effectuées à la fréquence de travail de 94 GHz (figure 5.15). Dans le plan E, le niveau des premiers lobes secondaires est similaire à celui obtenu avec le *reflectarray* précédent (-18 dB). On observe également une remontée des lobes secondaires autour de 45° dû à la réflexion spéculaire. Dans le plan H, le niveau des lobes secondaires est encore plus faible que précédemment puisqu'ici il est de l'ordre de -35 dB.

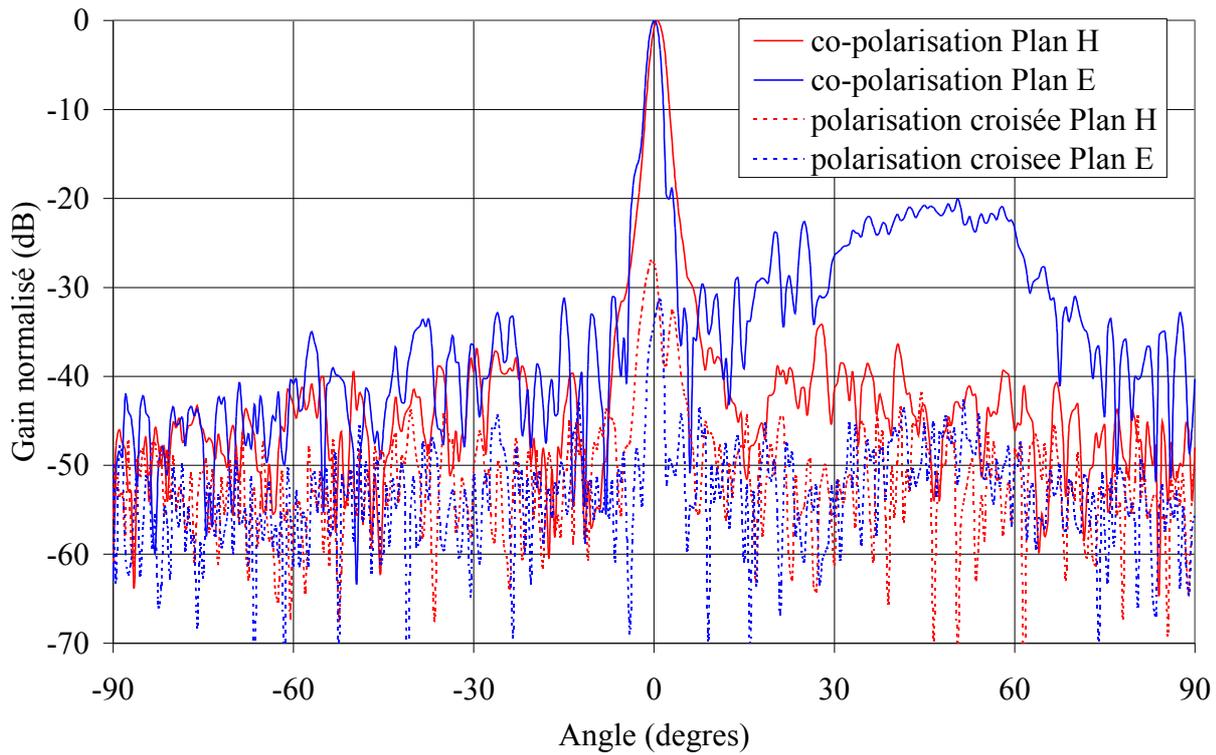


Figure 5.15: Diagramme de rayonnement mesuré – $f=94$ GHz

On effectue un balayage sur la bande W, afin d'étudier l'évolution du diagramme de rayonnement du réseau réflecteur (figure 5.16).

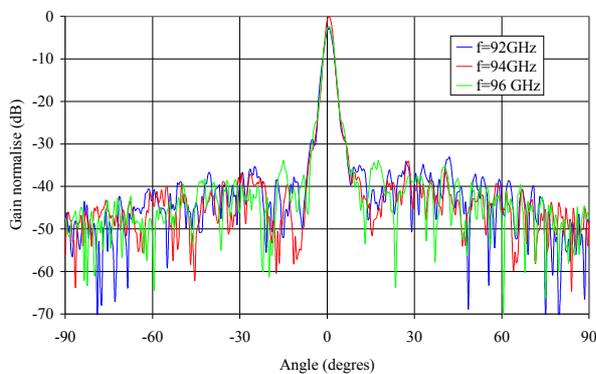


Figure 5.16.a: Evolution du diagramme de rayonnement en fonction de la fréquence -Plan H

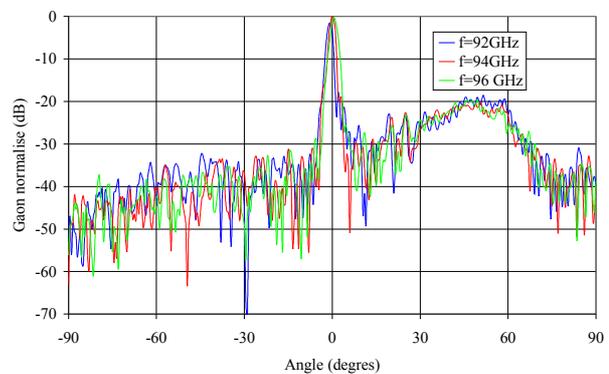


Figure 5.16.b: Evolution du diagramme de rayonnement en fonction de la fréquence -Plan E

L'allure des diagrammes pour les fréquences allant de 92 GHz à 96 GHz est similaire pour les deux plans. Dans le plan H, le niveau des lobes secondaires est toujours inférieur à -30 dB. Alors qu'il est inférieur à -20 dB dans le plan E. L'évolution du gain sur la bande W est représentée sur la figure 5.17.

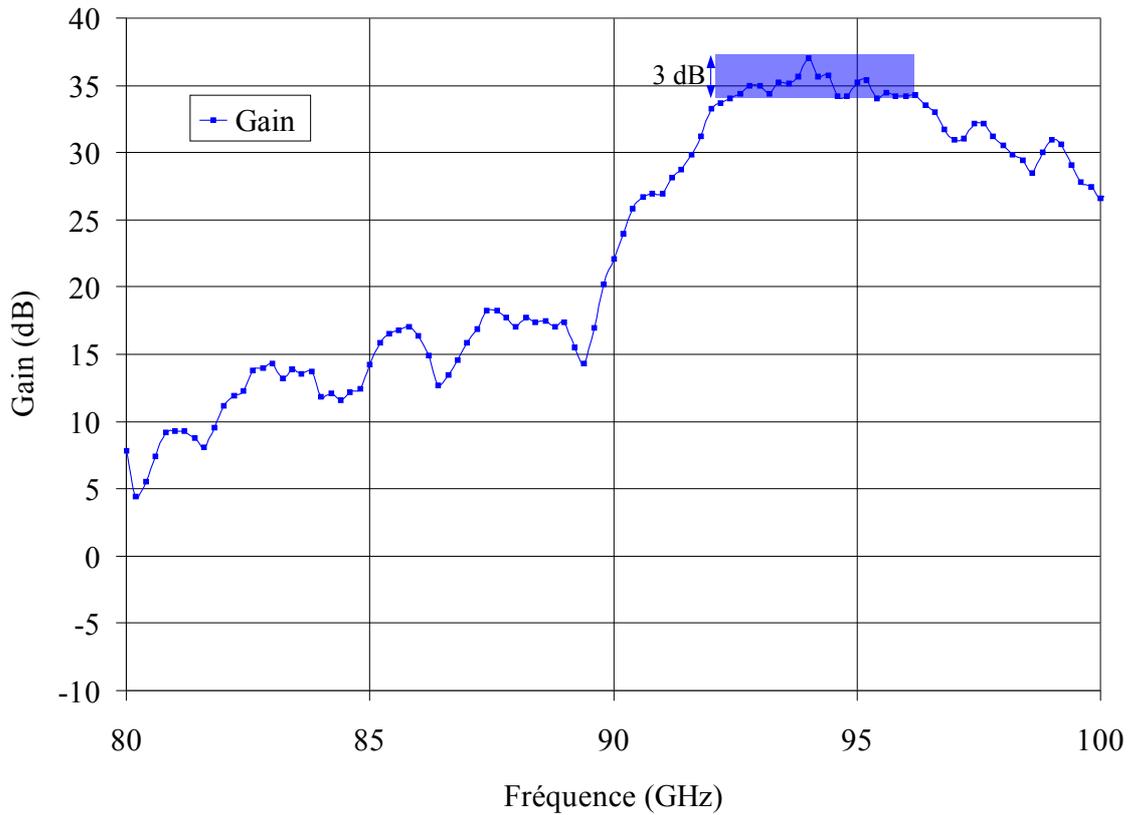


Figure 5.17: Evolution du gain en fonction de la fréquence

Le gain maximum pour ce *reflectarray* est de 37 dB (rendement d'ouverture de l'ordre de 32%). On peut noter que le gain maximum est plus faible de 2 dB par rapport au réseau réflecteur précédent. Cette différence peut s'expliquer par le fait que l'efficacité totale calculée pour le *reflectarray* avec l'*offset* de 27° est de 70% alors qu'elle n'est que de 40% pour celui avec l'*offset* de 45°. Etant donné que l'efficacité totale correspond au produit de l'efficacité de débordement η_s et de l'efficacité de cône η_t (cf. chapitre 2). On a calculé η_s par la formule suivante:

$$\eta_s = \frac{\int_0^{\theta_0} G_f(\theta) \sin(\theta) d\theta}{\int_0^{\theta_0} G_f(\theta) \sin(\theta) d\theta} \quad [3]$$

avec G_f , le diagramme de la source primaire et θ_0 , l'angle d'éclairage du réflecteur par la source primaire. L'efficacité de cône η_t a été déterminée en utilisant la relation suivante:

$$\eta_t = 2 \cot\left(\frac{\theta_0}{2}\right) \frac{\left| \int_0^{\theta_0} \sqrt{G_f(\theta)} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) d\theta \right|^2}{\int_0^{\theta_0} G_f(\theta) \sin(\theta) d\theta} \quad [3]$$

III – Antennes à polarisation circulaire

Nous avons voulu évaluer les performances d'un réflecteur de Fresnel 8 zones à polarisation circulaire fonctionnant à la fréquence de 94 GHz dans le cadre d'applications radar dans le domaine millimétrique. Malgré une plus grande sophistication des équipements d'émission et de réception, la polarisation circulaire présente certains avantages: notamment une plus faible sensibilité aux conditions atmosphériques par rapport à une polarisation linéaire ou encore la possibilité de distinguer une cible métallique des nuages, car sur un métal l'onde de polarisation circulaire est réfléchi avec une inversion de la polarisation.

Ce réflecteur possède un diamètre de 130 mm et utilise les patchs que nous avons définis dans le chapitre précédent (cf. tableau 4.6) et qui permettent d'obtenir une polarisation circulaire tout en étant éclairé par une onde incidente à polarisation linéaire. Le rapport f/D utilisé est de 0,5. La source primaire employée est un guide ouvert standard de type WR-10. Le guide est tourné à 45° par rapport à l'axe horizontal de manière à ce que le champ incident puisse être décomposé suivant les deux axes (vertical et horizontal) des patchs afin que ces derniers puissent réfléchir de la polarisation circulaire. La figure 5.22 représente le masque de ce réflecteur:

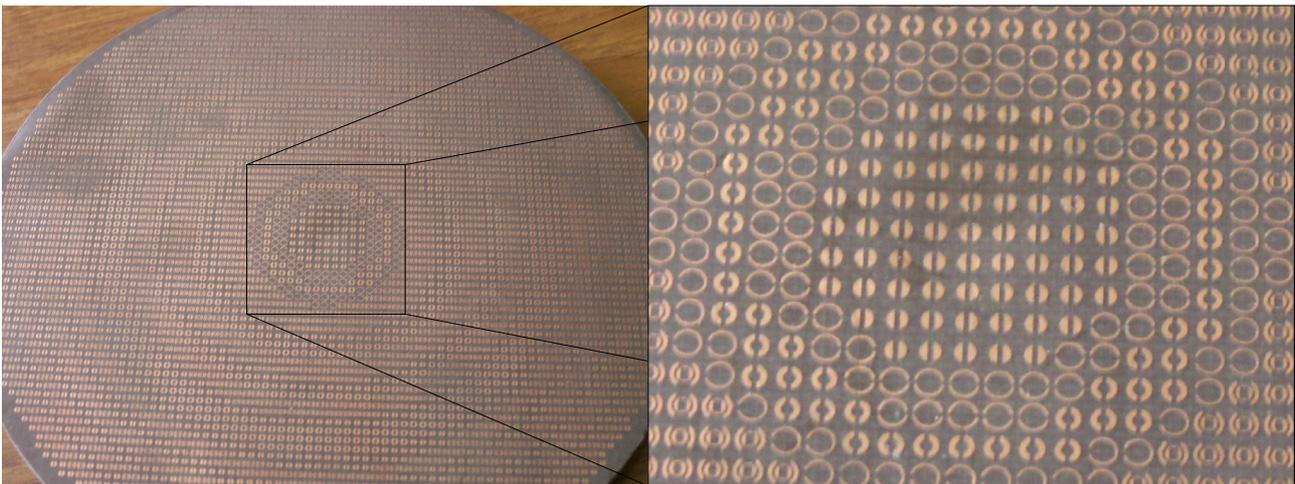


Figure 5.22.a: Réflecteur de Fresnel à polarisation circulaire

Figure 5.22.b: Agrandissement des patchs du réflecteur de Fresnel à polarisation circulaire

Nous avons mesuré dans la chambre anéchoïde le réflecteur de Fresnel en polarisation linéaire et en polarisation circulaire. Pour faire fonctionner le réflecteur de Fresnel en polarisation linéaire, il suffit de tourner la source primaire notée R sur la figure 5.23 de manière à ce qu'elle soit parallèle à un des deux axes principaux du réflecteur. On effectue alors une rotation du cornet d'émission noté E de manière à observer la variation de l'amplitude du champ rayonné par la structure (figure 5.23.a), ainsi nous passons d'un niveau d'amplitude qui correspond à une polarisation croisée à une amplitude qui correspond au niveau d'une polarisation principale (figure 5.23.b).

Réflecteur de Fresnel

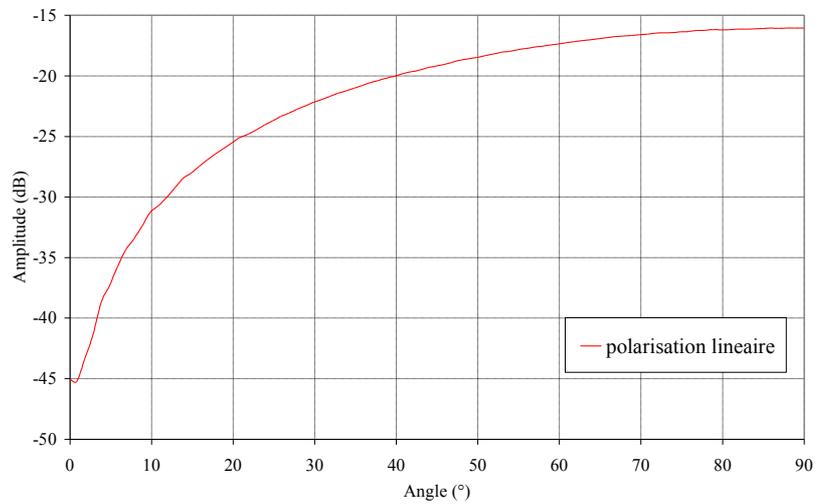
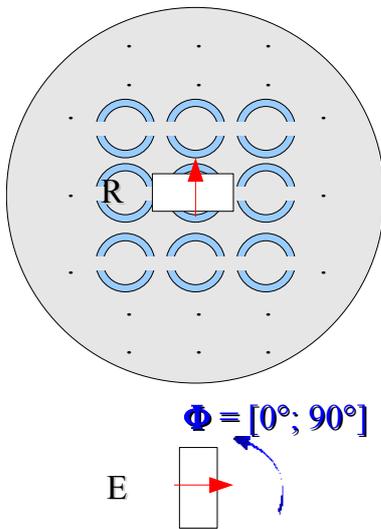


Figure 5.23.a: Principe de la mesure Figure 5.23.b: Variation de l'amplitude du champ rayonné en polarisation linéaire en fonction de la rotation de l'émetteur – $f=94$ GHz

On peut ainsi noter une différence de niveau de près de 30 dB entre le niveau de la polarisation principale ($\phi = 90^\circ$) et celui de la polarisation croisée ($\phi = 0^\circ$). Donc le réflecteur de Fresnel fonctionne bien en polarisation linéaire. Pour que le réflecteur émette de la polarisation circulaire, la source primaire R doit être tournée de 45° comme l'illustre la figure 5.24.a pour que les patches puissent réfléchir de la polarisation circulaire.

Réflecteur de Fresnel

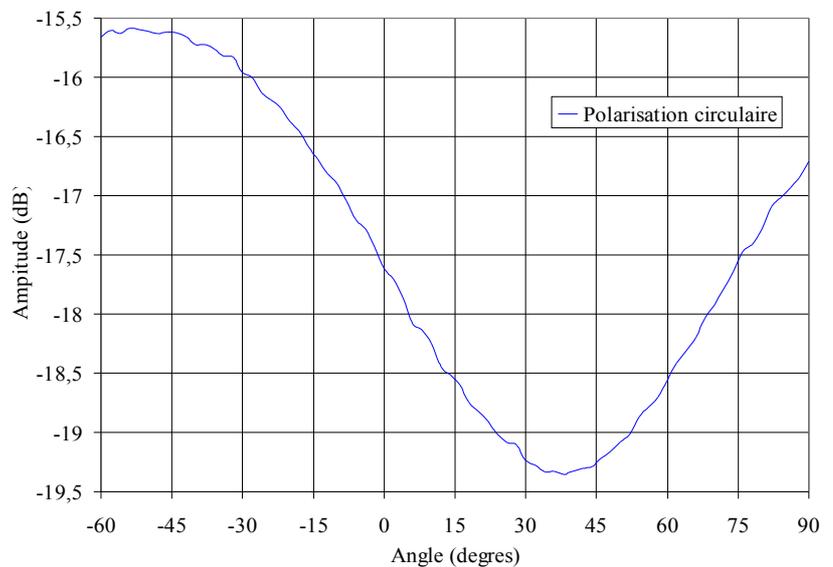
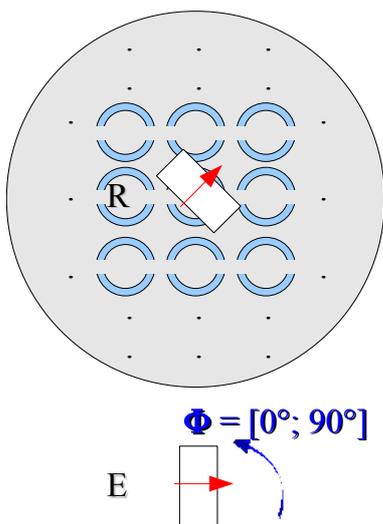


Figure 5.24.a: Principe de la mesure Figure 5.24.b: Variation de l'amplitude du champ rayonné en polarisation circulaire en fonction de la rotation de l'émetteur – $f=94$ GHz

La figure 5.24.b illustre la variation de l'amplitude du champ rayonné en fonction de la

position de l'émetteur. Elle est de 3,7 dB sur toute la plage d'angle étudiée. La polarisation circulaire n'est pas réellement atteinte car la variation de l'amplitude est supérieure à 3 dB qui constitue la limite acceptable de l'obtention d'une polarisation circulaire à condition que soit également observé un déphasage de 90° entre les deux composantes du champ réfléchi.

Nous avons également effectué un balayage autour de la fréquence de travail afin d'observer un éventuel décalage de la polarisation en fréquence. Sur la figure 5.25, sont reportées les variations d'amplitude en fonction de la rotation de l'émetteur et cela pour différentes fréquences de fonctionnement.

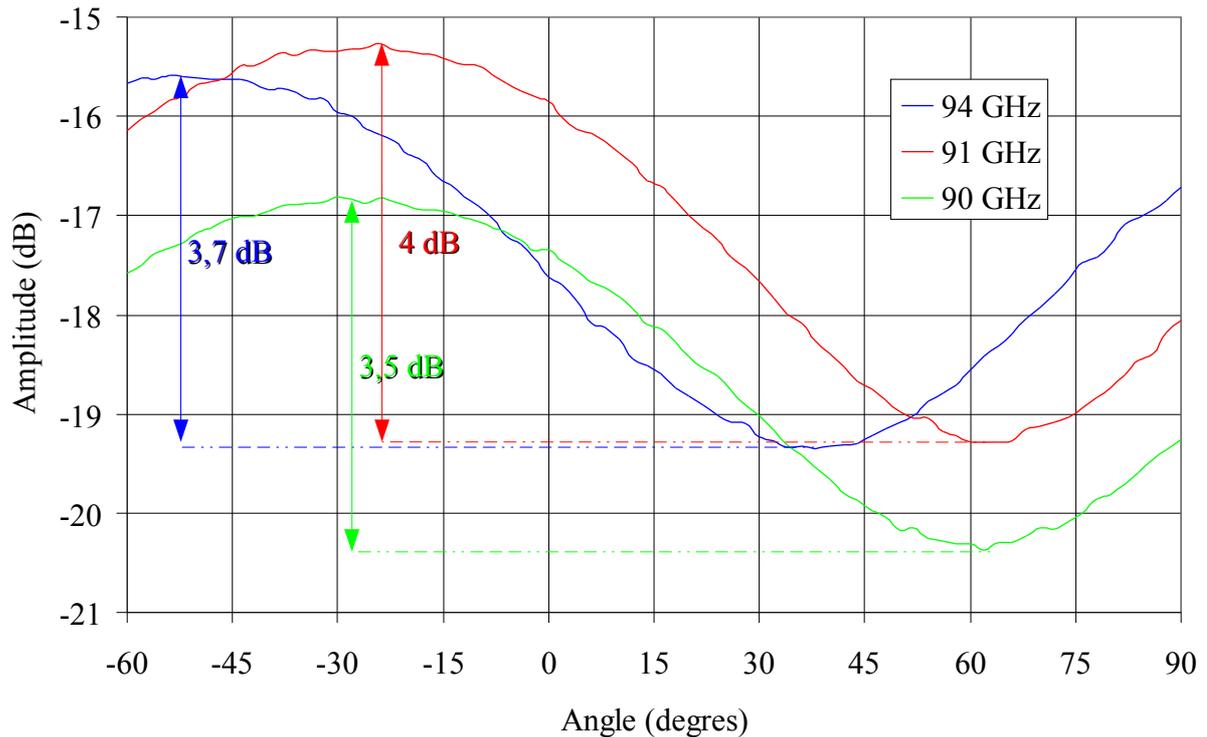


Figure 5.25: Variation d'amplitude en fonction de la rotation de l'émetteur pour différentes fréquences

Pour des questions de lisibilité, nous avons reporté uniquement les fréquences pour lesquelles la variation d'amplitude était la plus faible. La variation d'amplitude est la moins importante à 90 GHz. Cependant cet effet s'accompagne d'une déformation du diagramme de rayonnement et d'une perte d'amplitude qui s'expliquent par le fait que les *patches* ont été optimisés pour fonctionner à 94 GHz. En considérant l'ensemble de ces phénomènes, 94 GHz semble être le meilleur compromis entre l'obtention d'une polarisation circulaire et la focalisation du faisceau.

Le diagramme de rayonnement à 94 GHz (plan H) des deux composantes E_θ et E_ϕ (figure 5.26) ainsi que le déphasage entre les deux composantes sont représentés figure 5.27.

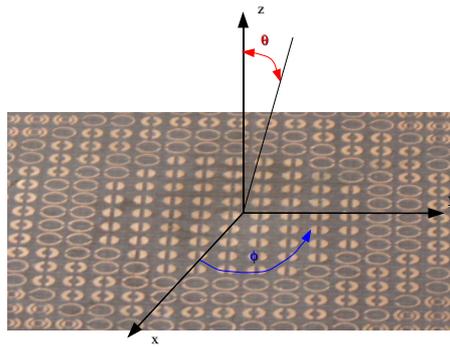


Figure 5.26: Système de coordonnées

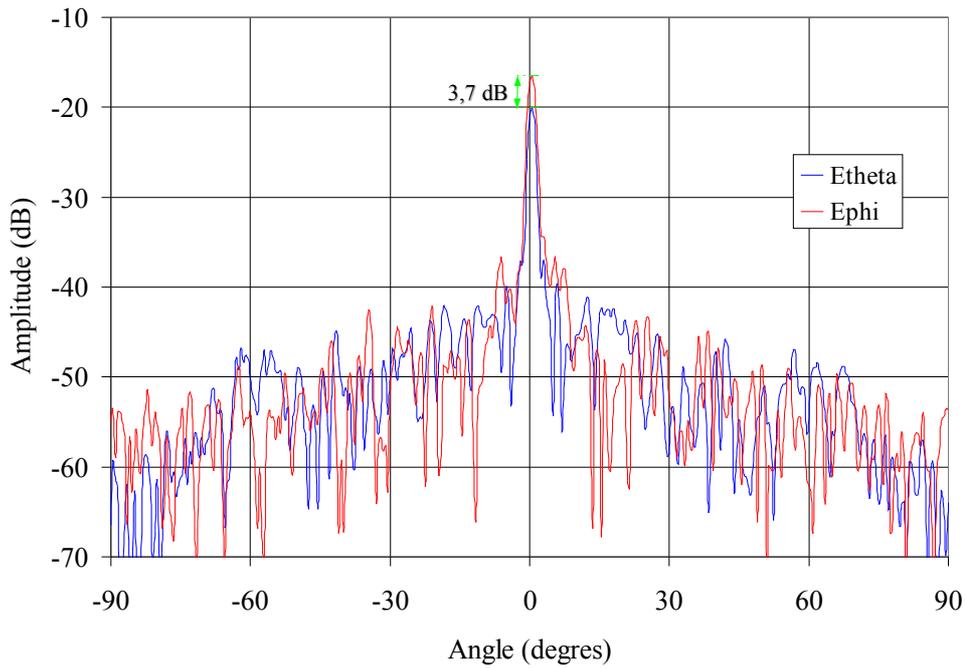


Figure 5.27.a: Diagramme de rayonnement mesuré à 94 GHz – Plan H

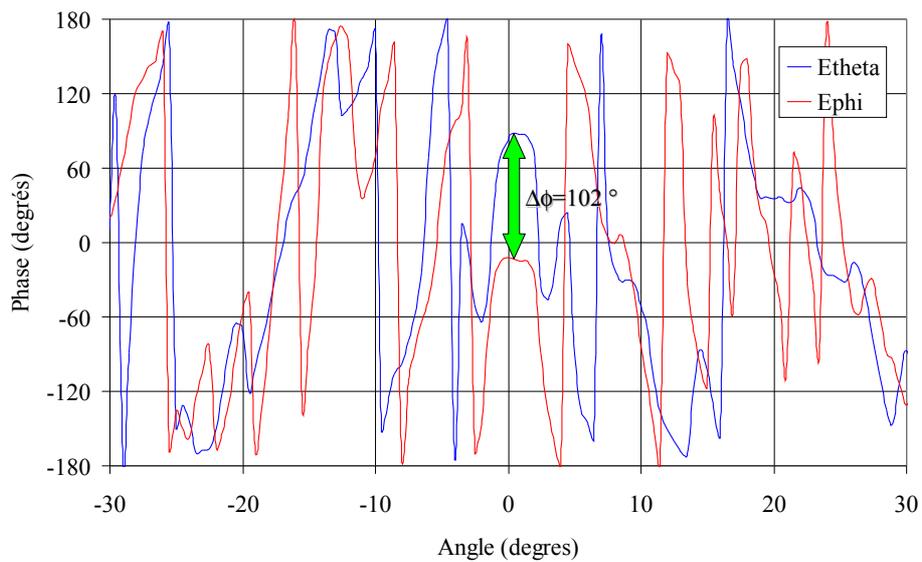


Figure 5.27.b: Déphasage entre les deux composantes – Plan H

L'écart en terme d'amplitude entre les deux composantes est d'environ 3,7 dB et le déphasage est de 102° .

Si l'on s'intéresse maintenant à l'ellipse décrite par le champ rayonné obtenue à partir de la variation de l'amplitude en fonction de la rotation de l'émetteur (cf. figure 5.24.a). On obtient le résultat suivant (figure 5.28):

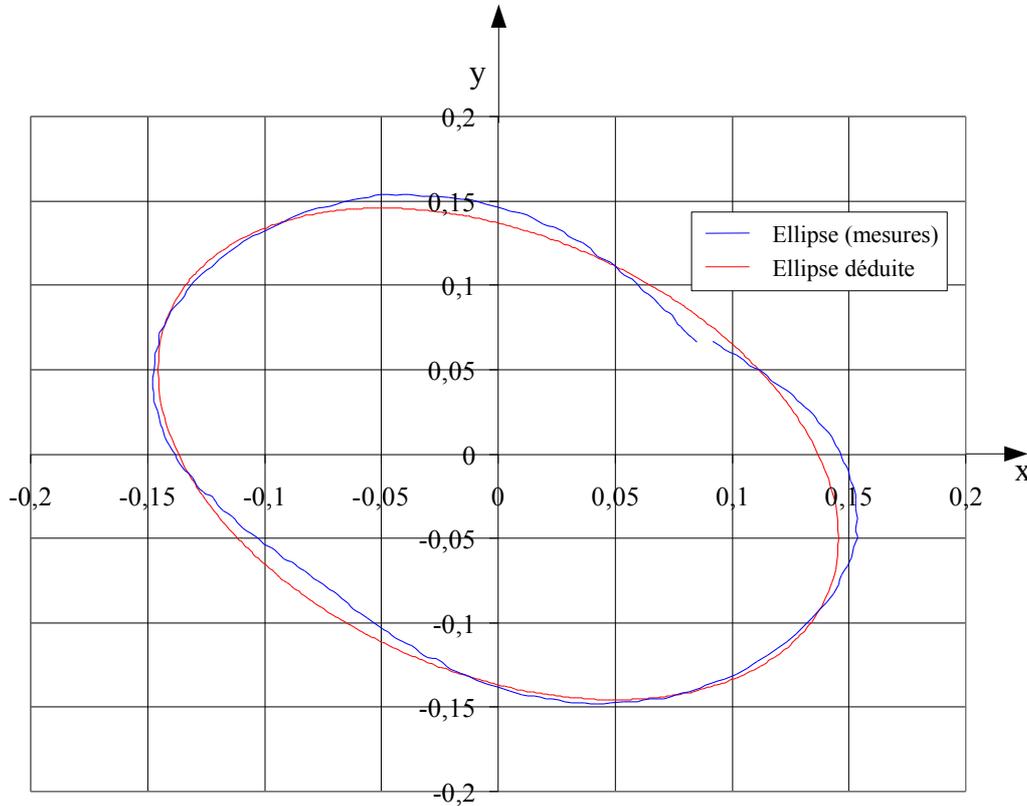


Figure 5.28: Comparaison ellipse mesurée - ellipse déduite

On peut noter que l'ellipse n'est pas orientée suivant un des axes du repères mais qu'elle est « tournée ». Sur cette figure, sont représentées deux courbes: une courbe issue des mesures (courbe bleue) et une autre (courbe rouge) qui correspond à une ellipse parfaite s'appuyant au mieux sur les mesures dont la méthode est décrite ci-dessous. Cette deuxième ellipse nous permet de connaître l'amplitude des composantes horizontales et verticales du vecteur champ électrique notées respectivement e_1 et e_2 ainsi que le déphasage ϕ entre ces dernières.

Pour connaître ces paramètres, nous effectuons la démarche suivante. Pour une onde plane se propageant selon Oz, on a:

$$\begin{aligned}x &= e_1 \cos(\omega t) \\ y &= e_2 \cos(\omega t + \phi)\end{aligned}$$

avec e_1 et e_2 les amplitudes des composantes horizontales et verticales du vecteur champ électrique et ϕ le déphasage.

On en déduit donc que le champ rayonné répond à l'équation:

$$\left(\frac{x}{e_1}\right)^2 - \frac{2xy \cos(\phi)}{e_1 e_2} + \left(\frac{y}{e_2}\right)^2 = \sin^2(\phi) \quad (5.1)$$

D'après l'équation 5.1, on a:

$$y^2(x=0) = e_2^2 \sin^2(\phi) \text{ et } x^2(y=0) = e_1^2 \sin^2(\phi) \text{ d'où } \frac{y(x=0)}{x(y=0)} = \frac{e_2}{e_1} = r_{\text{ampl}}$$

L'équation de l'ellipse peut donc s'écrire:

$$r_{\text{ampl}}^2 x^2 - 2xy \cos(\phi) r_{\text{ampl}} + y^2 = y(x=0)^2$$

Il suffit ensuite de prendre un point de coordonnées non nulles pour connaître $\cos \phi$ et donc ϕ à π près. Ainsi, on trouve que dans notre cas, le rapport des amplitudes des composantes est égal à 1. Mais que le déphasage entre celles-ci est de 106° .

Le défaut de la polarisation circulaire n'est pas du au fait que les amplitudes aient des niveaux différents, mais au déphasage entre les composantes horizontales et verticales qui n'est pas un multiple impair de 90° . Le rapport axial de cette structure est de l'ordre de 3,6 dB.

Afin d'étudier plus en détail ce problème, nous avons simulé à l'aide du logiciel Ansoft HFSS, chaque type de cellule qui compose le réflecteur de Fresnel et cela de manière individuelle. Ces dernières sont éclairées par une onde incidente dont l'orientation est tournée de 45° par rapport aux axes de la cellule (figure 5.29).

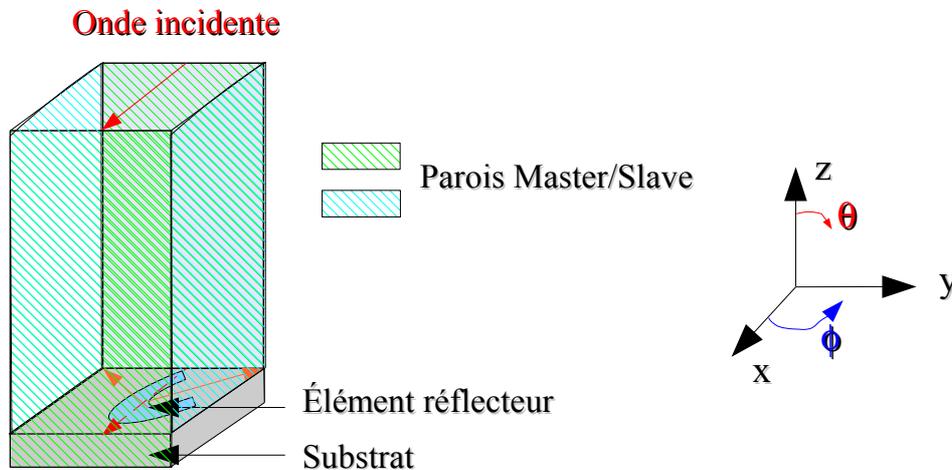
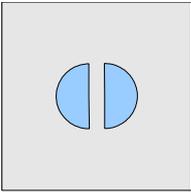
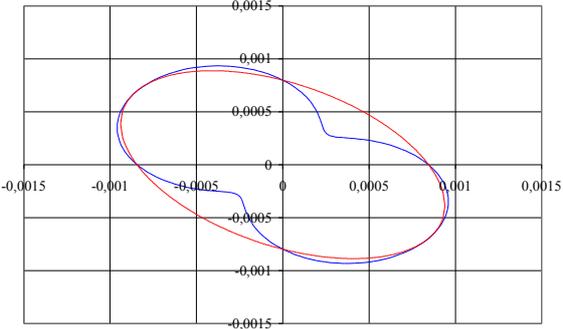
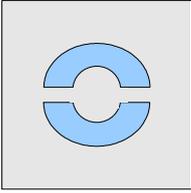
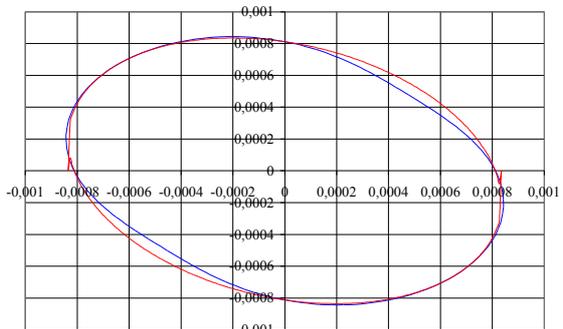
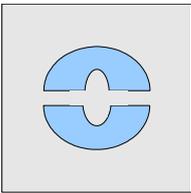
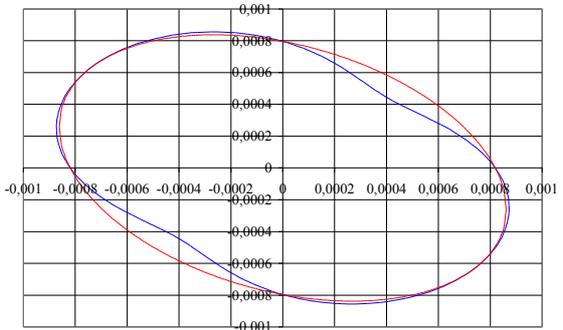
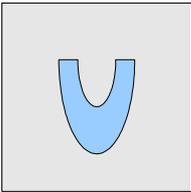
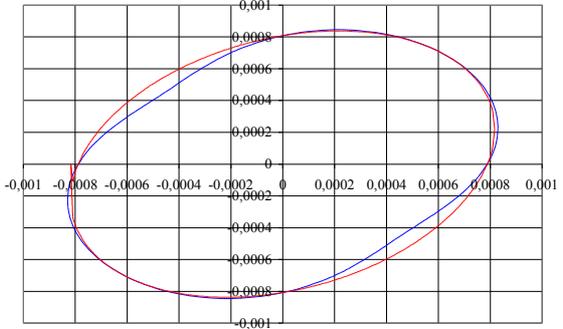


Figure 5.29: Cellule éclairée par une onde incidente orientée à 45°

Toutes les cellules ont ainsi été simulées. Nous avons extrait les variations d'amplitude du champ réfléchi en fonction de l'angle ϕ pour une valeur de θ donnée, en l'occurrence $\theta=0^\circ$ (c'est à dire « en regardant » le plan contenant le patch).

Dans le tableau ci-dessous, nous avons regroupé pour chaque cellule du réflecteur de Fresnel, l'ellipse décrite par le champ réfléchi pour cette dernière, ainsi que les caractéristiques de celle-ci, c'est à dire les niveaux d'amplitude des composantes (e_1 et e_2), le déphasage $\Delta \phi$ entre celles-ci ainsi que le rapport axial par l'approche maître-esclave.

- Chapitre 5 – Réalisations et mesures -

<u>Forme cellule</u>	<u>Ellipse</u>	<u>Caractéristiques</u>
<p align="center"><u>Zone 0°</u></p> 		<p align="center"> $e_1 = 0,0009386$ $e_2 = 0,0008874$ $\Delta\phi = 115^\circ$ <i>Rapport axial = 9 dB</i> </p>
<p align="center"><u>Zone 45°</u></p> 		<p align="center"> $e_1 = 0,0008354$ $e_2 = 0,0008358$ $\Delta\phi = 103^\circ$ <i>Rapport axial = 2,77 dB</i> </p>
<p align="center"><u>Zone 90°</u></p> 		<p align="center"> $e_1 = 0,0008615$ $e_2 = 0,0008374$ $\Delta\phi = 108^\circ$ <i>Rapport axial = 4,2 dB</i> </p>
<p align="center"><u>Zone 135°</u></p> 		<p align="center"> $e_1 = 0,0008171$ $e_2 = 0,0008374$ $\Delta\phi = 74^\circ$ <i>Rapport axial = 3,24 dB</i> </p>

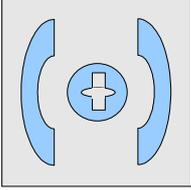
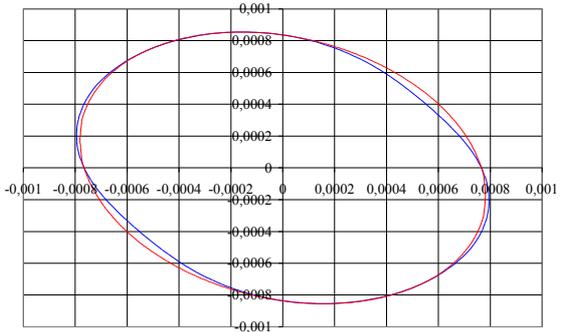
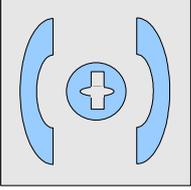
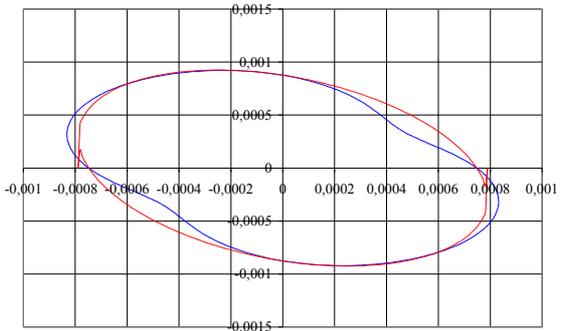
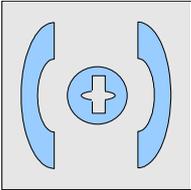
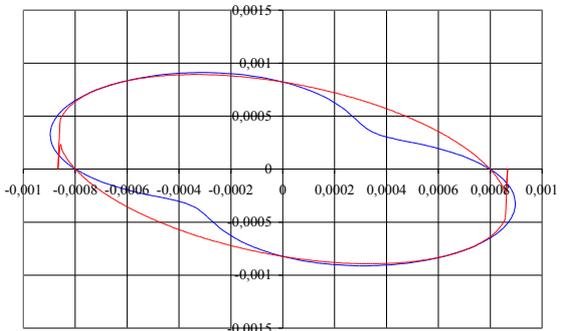
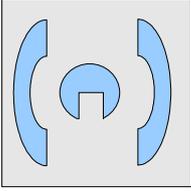
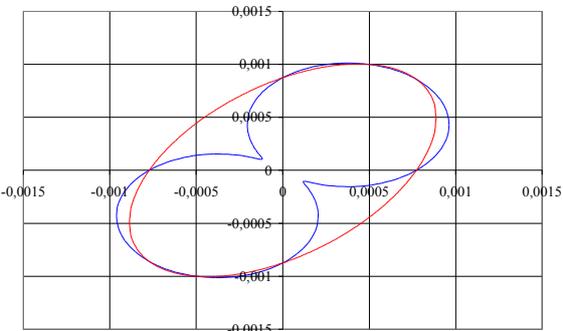
<u>Forme cellule</u>	<u>Ellipse</u>	<u>Caractéristiques</u>
<p align="center"><u>Zone 180°</u></p> 		<p align="center"> $e_1 = 0,0007824$ $e_2 = 0,0008541$ $\Delta\phi = 101^\circ$ <i>Rapport axial = 2,45 dB</i> </p>
<p align="center"><u>Zone 225°</u></p> 		<p align="center"> $e_1 = 0,0007885$ $e_2 = 0,0009242$ $\Delta\phi = 108^\circ$ <i>Rapport axial = 4,7 dB</i> </p>
<p align="center"><u>Zone 270°</u></p> 		<p align="center"> $e_1 = 0,0008669$ $e_2 = 0,0008927$ $\Delta\phi = 112^\circ$ <i>Rapport axial = 6,45 dB</i> </p>
<p align="center"><u>Zone 315°</u></p> 		<p align="center"> $e_1 = 0,0008874$ $e_2 = 0,0010033$ $\Delta\phi = 60^\circ$ <i>Rapport axial = 17 dB</i> </p>

Tableau 5.2: Étude de la polarisation des cellules constituant le réflecteur de Fresnel

La plupart des cellules prises individuellement ne réfléchissent pas de la polarisation circulaire. Seules les cellules qui corrigent les phases 45° et 180° ont un champ rayonné en polarisation circulaire. Les *patches* corrigeant les phases 90° , 135° et 225° ne sont pas trop éloigné d'une polarisation de type circulaire puisque leur rapport axial est compris entre 3 et 4 dB. Les cellules 0° et 270° sont fortement elliptiques, quant à la cellule servant à corriger la zone de 315° du réflecteur, elle réfléchit quasiment une polarisation linéaire. Le fait que la cellule 0° possède un rapport axial si élevé est probablement le responsable principal de l'absence de polarisation circulaire dans le champ rayonné par le réflecteur de Fresnel. En effet, cette zone est située au centre du réflecteur, c'est donc elle qui est éclairée avec un minimum d'atténuation par la source primaire et donc qui contribue pour une grande part au champ total rayonné par la structure.

IV – Contraintes de réalisation

Dans ce chapitre, nous avons vu que l'amélioration des performances due à la réduction de la taille de cellules (passage d'une discrétisation de $\lambda/2$ en $\lambda/4$) n'était visible que sur des petits réflecteurs de l'ordre de 5λ à 94 GHz soit 15 mm. Lorsque le diamètre du réflecteur augmente, on n'observe plus cette amélioration notamment au niveau du gain. L'explication à cela pouvait être la plus faible couverture de phase par les cellules en $\lambda/4$. Cependant, ce problème a été résolu en associant des cellules en $\lambda/2$, là où les *patches* en $\lambda/4$ ne pouvaient pas atteindre ces phases.

Cette absence d'amélioration peut s'expliquer aussi par la tolérance de la réalisation du *reflectarray* [4]. En effet, la comparaison des courbes de phases des cellules $\lambda/2$ et $\lambda/4$ en fonction des dimensions des *patches* (figure 5.30), montre que pour les cellules en $\lambda/4$ une petite variation sur la taille des *patches* engendre une variation très importante sur la phase réfléchi alors que les cellules en $\lambda/2$ sont nettement moins sensibles; notamment pour des tailles de *patches* corrigeant les phases réfléchies comprises entre 0 et 200° (zone regroupant la majorité des *patches* d'un réseau réflecteur).

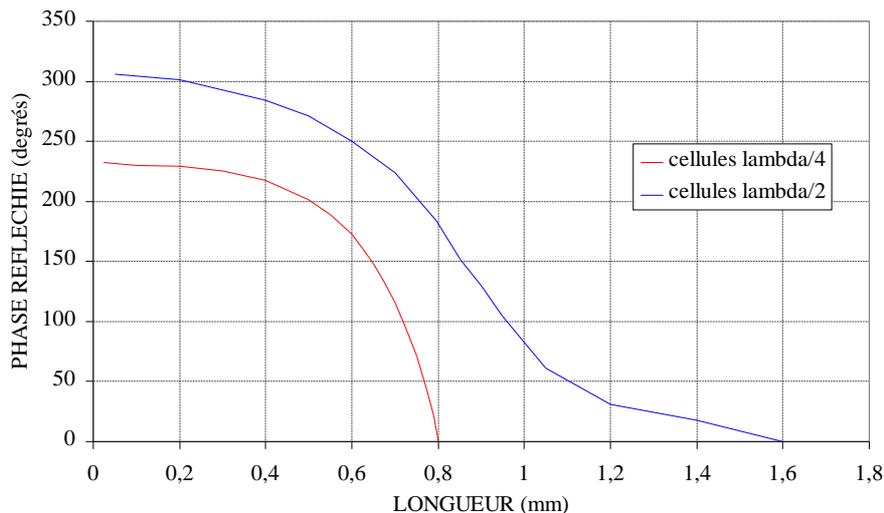


Figure 5.30: Phase réfléchie pour des patches rectangulaires de taille $\lambda/2$ et $\lambda/4$

Si l'on considère une précision de fabrication de l'ordre de $50\mu\text{m}$, qui correspond à une valeur de tolérance relativement bonne, l'erreur de phase sur des cellules en $\lambda/4$ peut atteindre près de 40 degrés, alors qu'elle n'est que d'une vingtaine de degrés pour des cellules en $\lambda/2$. Cette erreur de phase a des conséquences importantes sur les performances des réflecteurs et notamment pour ceux en $\lambda/4$.

Grâce au programme de modélisation des réseaux réflecteurs (cf. chapitre 2), nous sommes capable d'estimer l'influence de la tolérance de fabrication sur le diagramme de rayonnement de l'antenne. Ainsi, en prenant comme erreur maximale, une erreur de $50\mu\text{m}$, qui est une valeur raisonnable en ce qui concerne la précision de fabrication au laboratoire, nous obtenons les résultats suivants (figure 5.31):

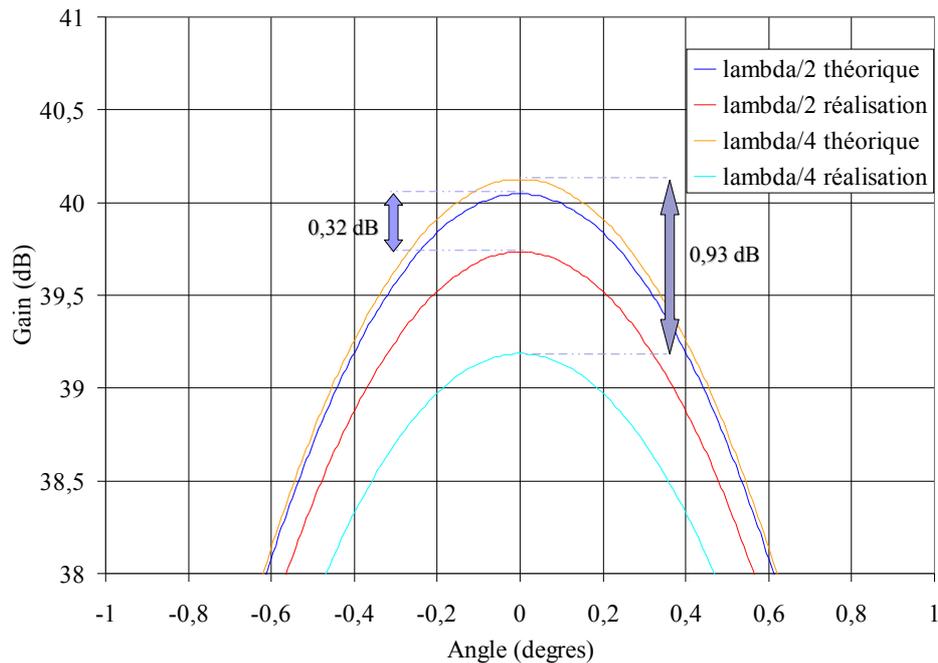


Figure 5.31: Influence de la précision de la réalisation pour le réflectarray de 130 mm de diamètre

La perte en gain par rapport au diagramme de rayonnement théorique (c'est-à-dire sans erreur de réalisation) est plus importante pour un *reflectarray* dont le découpage en cellules est en $\lambda/4$. En effet, la diminution du gain est proche de 1 dB pour le réseau réflecteur en $\lambda/4$ alors qu'elle n'est que de 0,3 dB pour celui en $\lambda/2$. Le même test est effectué pour le *reflectarray* de 15 mm de côté, à savoir celui où l'amélioration apportée par la réduction de la taille de cellules était visible. Les diagrammes sont reportés en (figure 5.32):

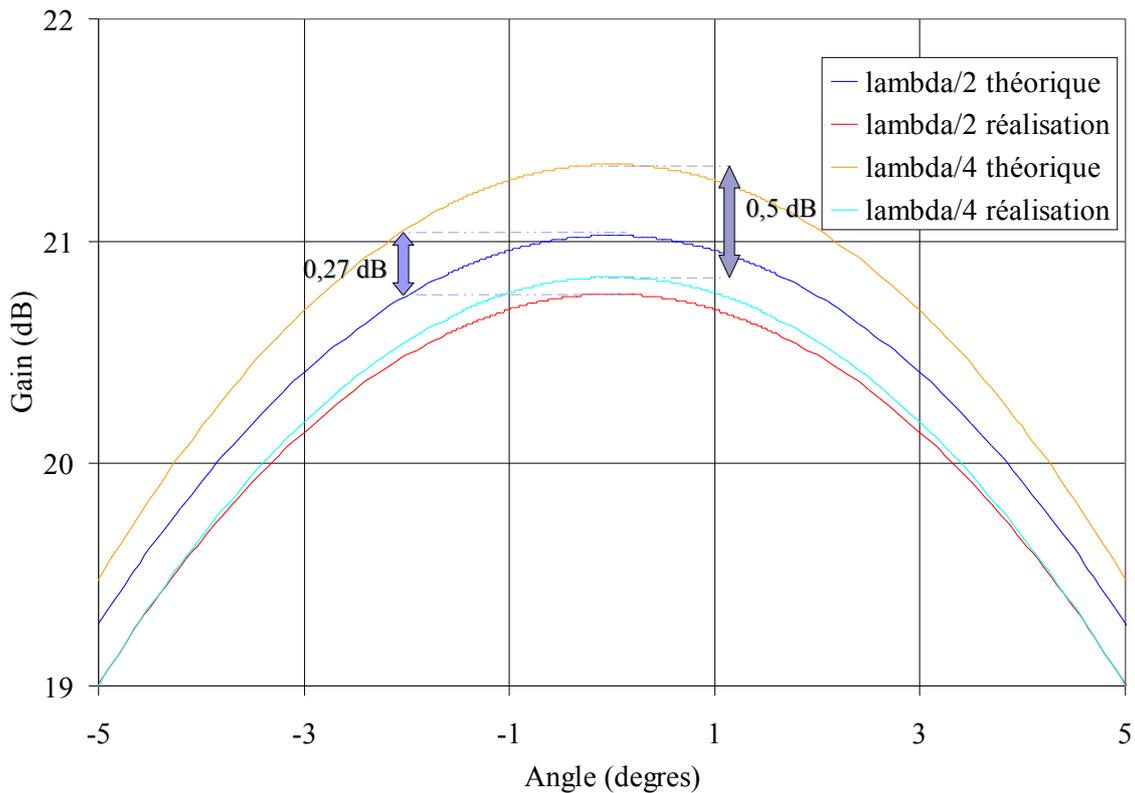


Figure 5.32: Influence de la précision de la réalisation pour le reflectarray de 15 mm de diamètre

La perte de gain pour le *reflectarray* en $\lambda/4$ est toujours plus importante que pour celui en $\lambda/2$. Cependant, l'amélioration due à la réduction de la taille de cellules est plus importante que la dégradation causée par la tolérance de la réalisation. En effet, l'erreur due à la précision de la réalisation est répétée un moins grand nombre de fois pour le petit réseau réflecteur, donc celui-ci est moins affecté que le *reflectarray* de 130 mm de diamètre.

L'influence de la tolérance de réalisation est également visible sur les phases réfléchies par le réseau réflecteur. On compare alors les phases réfléchies obtenues pour un réflecteur de même diamètre mais avec un découpage de cellules différent en l'absence d'erreur de réalisation (figures 5.33.a et 5.33.b) ou entachées d'une erreur de réalisation de 50 μm (figures 5.33.c et 5.33.d). On constate que la dégradation est plus visible pour un découpage en cellules $\lambda/4$ plutôt qu'avec un découpage en $\lambda/2$.

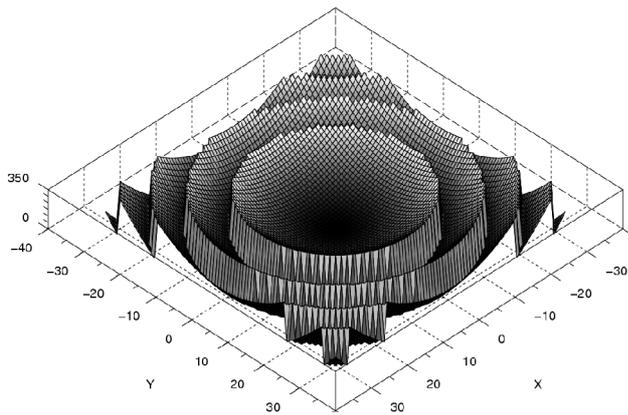


Figure 5.33.a: Phases réfléchies théoriques (cellule $\lambda/4$)

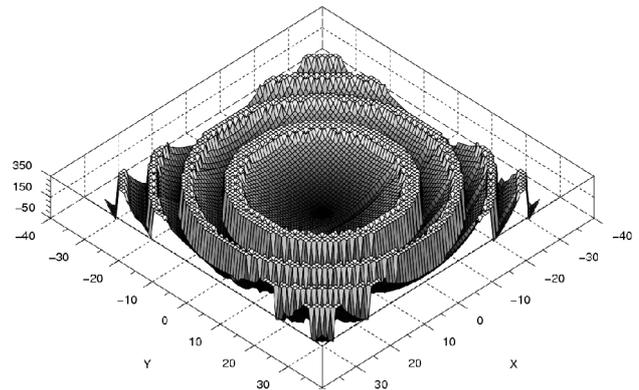


Figure 5.33.b: Phases réfléchies obtenues en tenant compte de l'imprécision de la réalisation (cellule $\lambda/4$)

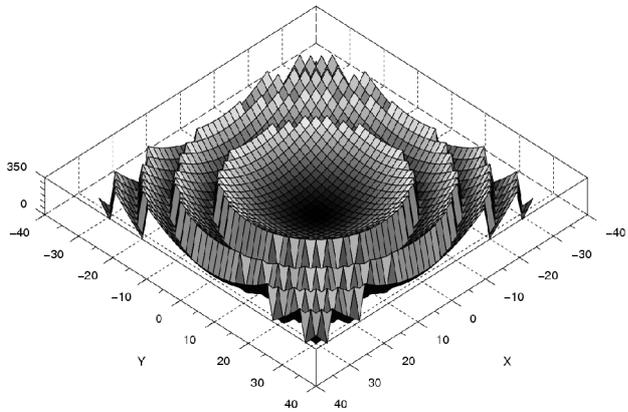


Figure 5.33.c: Phases réfléchies théoriques (cellule $\lambda/2$)

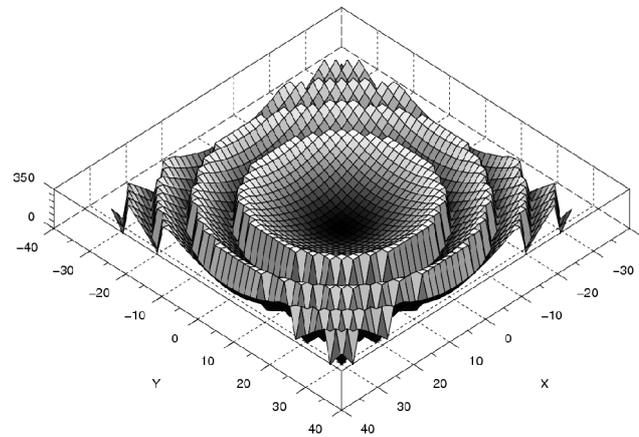


Figure 5.33.d: Phases réfléchies obtenues en tenant compte de l'imprécision de la réalisation (cellule $\lambda/2$)

Si l'on réalise des coupes dans les plans $\phi=0^\circ$ et $\phi=90^\circ$ (figure 5.34.a et b), on s'aperçoit que la phase réfléchie en réalisation ($\phi_{réalisation}$) par le réflecteur en $\lambda/4$, est beaucoup plus éloignée de la phase réfléchie théorique ($\phi_{théorique}$) comparativement à un réflecteur en = cellule $\lambda/2$. En effet, si l'on calcule l'erreur quadratique moyenne EQM ($EQM = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_1^N (\phi_{réalisation} - \phi_{théorique})^2}$ avec N le nombre de cellules du *reflectarray*) sur les phases des deux réflecteurs, on obtient une valeur de EQM égale à 15° pour le réflecteur en $\lambda/2$ et égale à 27° pour le réflecteur en $\lambda/4$.

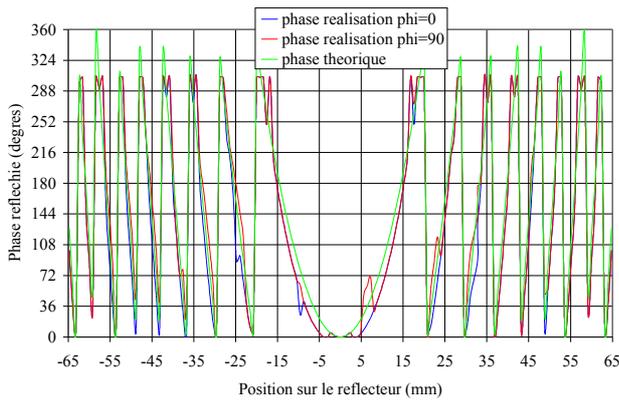


Figure 5.34.a: Comparaison des phases réfléchies avec et sans prise en compte de la tolérance de fabrication – Cellule $\lambda/4$

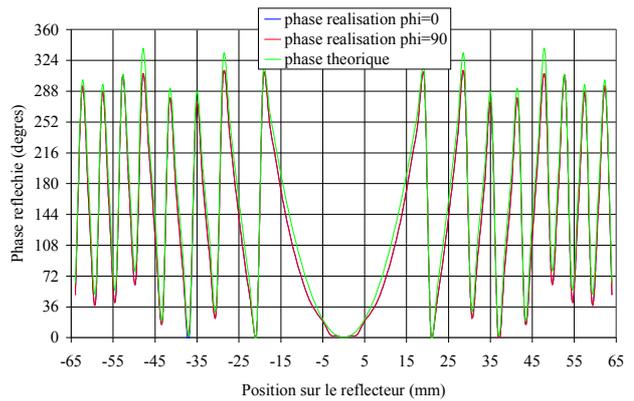


Figure 5.34.b: Comparaison des phases réfléchies avec et sans prise en compte de la tolérance de fabrication – Cellule $\lambda/2$

Afin d'éviter ce problème, il nous faut donc trouver une technologie qui nous permette d'avoir une meilleure précision et ainsi ne pas détériorer les performances du réseau réflecteur. Ce problème sera sans doute atténué si la fréquence de travail diminue.

V – Conclusion

Ces différentes réalisations et mesures ont confirmé et ont permis d'approfondir différents résultats obtenus en simulation. La taille de cellules a bien une influence sur les performances des réseaux réflecteurs. En effet, un *reflectarray* de 5λ dont le découpage en cellule est de $\lambda/4$ possède un gain supérieur de 1,5 dB par rapport à celui en $\lambda/2$ de dimension équivalente. L'amélioration porte également sur la capacité de dépointage du faisceau. Les mesures ont, en effet, montré que sur une plage de balayage de l'ordre de 120° , la perte en gain était uniquement de l'ordre de 1 dB pour le réseau réflecteur en $\lambda/4$ alors qu'elle est de près de 3 dB pour le *reflectarray* en $\lambda/2$.

Cependant les mesures ont également confirmé les inconvénients de la réduction de la taille de cellules, ainsi qu'une plus grande sensibilité vis à vis de la tolérance de fabrication. Ce phénomène apparaît sur des structures de tailles plus importantes, car l'erreur de fabrication est répétée un plus grand nombre de fois. Il est donc nécessaire de mieux contrôler cette tolérance afin d'utiliser des cellules de tailles réduites en vue d'améliorer les performances des réseaux réflecteurs.

La réalisation du réflecteur de Fresnel à polarisation circulaire nous a montré la difficulté d'obtenir de la polarisation circulaire dans le cadre de réseau réflecteur en bande millimétrique, car les *patches* doivent corriger les retards de phase dus à la propagation de l'onde incidente, mais également fournir une différence de phase de 90° entre les deux composantes du champ électrique.

Références du chapitre 5

[1] <http://www.home.agilent.com>

[2] D.M. POZAR, "Wideband reflectarrays using artificial impedance surfaces", Electronics Letters vol.43 pp.148-149 february 2007

[3] C.A. BALANIS, "Antenna Theory Analysis and Design", Wiley-interscience, ISBN: 0-471-66782-X

[4] J. LANTERI, C. MIGLIACCIO, J.Y. DAUVIGNAC, CH. PICHOT, "Amélioration des performances des reflectarrays dans le domaine millimétrique par réduction de la taille des cellules", May 2007

Conclusion

Le travail de thèse présenté dans ce mémoire a porté sur la modélisation et la conception de nouvelles cellules élémentaires et sources primaires pour réseau réflecteur en bande millimétrique.

La première partie de ce travail a consisté à l'élaboration d'un programme permettant la modélisation des réseaux réflecteurs par la méthode de l'ouverture équivalente. L'objectif de ce travail était de posséder d'un outil facile à mettre en oeuvre, qui permette en un temps de calcul réduit par rapport aux logiciels de simulation commerciaux, de concevoir des réseaux réflecteurs imprimés de grande taille et d'en prévoir le comportement en fonction de différents facteurs. En dépit de la non prise en charge de paramètres tels que le couplage inter-élément, les résultats obtenus notamment en terme de lobes secondaires, de largeur de lobe principal correspondent bien aux mesures. Il nous permet ainsi de prévoir l'influence de la loi d'éclairement ou d'un éventuel *offset* de la source primaire sur le diagramme de rayonnement des réflecteurs. Grâce à ce programme, nous sommes en mesure de concevoir des réseaux réflecteurs possédant des diagrammes de rayonnement particuliers (cosécante carrée, multi-faisceaux) dans le cadre par exemple d'applications radar.

En s'appuyant sur ce programme, nous avons étudié, dans un deuxième temps, l'influence de la loi d'éclairement sur le niveau des lobes secondaires du diagramme de rayonnement du réflecteur. Ce paramètre est important pour des antennes à grand gain destinées à effectuer du balayage. Dans ce cas, il est important de minimiser les lobes secondaires. Nous avons donc cherché tout d'abord le type de loi qui permet de concentrer la quasi-totalité de l'énergie dans le lobe principal. C'est pourquoi, nous nous sommes tournées vers les fonctions « *prolate* » qui permettent de restituer 99% du signal dans le lobe principal. Une fois la loi d'amplitude trouvée, il a fallu concevoir des sources primaires permettant de se rapprocher au mieux de ces fonctions. Nous avons alors réalisé des cornets « *prolate* » que nous avons associés à des lentilles diélectriques ou encore à différents types de réflecteurs (réflecteur parabolique, de Fresnel, *reflectarray*) et nous les avons comparés avec ces mêmes types de structures mais alimentées par des sources classiquement utilisées pour ce genre d'antenne (guide coupé..). L'amélioration en terme de niveau de lobes secondaires est particulièrement visible pour les lentilles en transmission ou encore pour des *reflectarrays* en *offset*. Ce résultat est logique car pour ces deux cas précédents, il n'y a pas de phénomènes de masquages contrairement aux réseaux réflecteurs dont la source primaire est centrée. Ceci engendre un masquage important due à la bride situé derrière le cornet, qui va par conséquent augmenter le niveau des lobes secondaires et ainsi minimiser l'effet de la loi « *prolate* ». Il est important de noter que cette amélioration des niveaux des lobes secondaires s'accompagne d'un élargissement du lobe principal qui reste cependant très limité. De plus ces sources primaires ont l'avantage d'être facile à fabriquer et relativement compactes.

Enfin, la dernière partie de ce travail a été de travailler sur les cellules élémentaires des réseaux réflecteurs afin d'en améliorer les performances notamment en terme de gain et de capacité de dépointage. Nous nous sommes pour cela intéressés à l'influence de la taille des cellules. En effet, c'est cette dernière qui conditionne la précision de correction de phase. Ainsi, plus la correction de phase est fine, plus elle tend à se rapprocher du profil de phase d'un réflecteur

- Conclusion -

parabolique. C'est pourquoi, nous avons diminué la taille des cellules, en passant des cellules $\lambda/2$ classiquement utilisées à des cellules en $\lambda/4$. Nous avons montré que pour des petits réseaux réflecteurs, l'amélioration en terme de gain pouvait atteindre 3 dB. Quant à la capacité de dépointage du lobe principal, la perte de gain est inférieure à 2 dB pour des cellules en $\lambda/4$ alors qu'elle est de 3 dB pour un découpage en cellules de taille $\lambda/2$ pour un balayage entre -40° et 40° . Cependant, nous avons montré que cette réduction de taille entraînait une diminution de la couverture de la phase réfléchi et donc des performances du réseau lorsque ce dernier augmente en taille. Il est donc nécessaire de trouver des *patches* qui permettent de couvrir la quasi-totalité des 360° de phase. D'ailleurs, c'est ce qui a été fait pour un réseau réflecteur fonctionnant à 30 GHz en polarisation circulaire pour des applications spatiales constitué de *patches* à base d'anneaux imbriqués.

Dans le cadre d'une collaboration entre le LEAT et l'ENRI, nous avons conçu des *patches* de manières à obtenir un réseau réflecteur de Fresnel à 94 GHz en polarisation circulaire. Contrairement, au réflecteur à base de *patches* à base d'anneaux imbriqués dont la source primaire émettait une onde à polarisation circulaire, dans ce cas là, la source est en polarisation linéaire, il a donc fallu que les *patches* soient en mesure de générer une polarisation circulaire. La réalisation de ce réflecteur nous a montré la difficulté d'obtenir une bonne polarisation circulaire en bande millimétrique, puisque les *patches* doivent à la fois corriger les retards de phase dus à la propagation de l'onde incidente et obtenir simultanément une différence de phase de 90° entre les deux composantes du champ électrique afin de générer la polarisation circulaire. Nous avons donc optimisé la forme de ces éléments tout en tenant compte des restrictions posées par la procédure de fabrication. Ce paramètre est très critique dans cette gamme de fréquence, car comme nous l'avons vu la plus petite variation dans les dimensions des *patches* pouvait détériorer fortement les performances des réseaux réflecteurs. Ce phénomène est visible notamment sur les grands *reflectarrays* dont les tailles de cellules sont en $\lambda/4$ où une petite variation des dimensions des *patches* dues à l'imprécision de la réalisation entraîne un déphasage important par rapport à la phase théorique, d'où une dégradation des performances.

Au terme de ce travail de thèse, nous disposons d'éléments de base qui serviront dans certaines applications pour lesquelles le LEAT sera impliqué comme la réalisation d'antenne à diagramme en cosécante carrée ou encore d'antennes multi-faisceaux nécessitant des niveaux de lobes secondaires faibles. La réduction de la taille de cellules est intéressante car elle permet d'améliorer les performances des *reflectarrays* à condition de trouver dans le futur des éléments permettant d'offrir une bonne couverture de phase tout en étant moins sensible aux contraintes de fabrication. Enfin, la réalisation du réseau réflecteur à polarisation circulaire en bande millimétrique permettra d'effectuer de la polarimétrie radar qui pourra être utiliser pour faire de la classification de cibles dans le cadre d'applications radars.

*A*NNEXES:

Programmation du diagramme de rayonnement d'un réseau
réflecteur

Automatisation de la procédure de design des réflecteurs

Annexe 1: Programmation du diagramme de rayonnement d'un réseau réflecteur

I. Description du problème

Soit un réseau réflecteur plan carré de côté a . Il est constitué de *patches* disposés sur un substrat. Les *patches* sont de tailles, éventuellement de formes variables de sorte qu'ils puissent corriger le déphasage lié au champ incident issu de l'onde sphérique de la source primaire.

Dans un premier temps, on suppose que le champ tangentiel au réseau est uniforme, noté \vec{E}_0 .

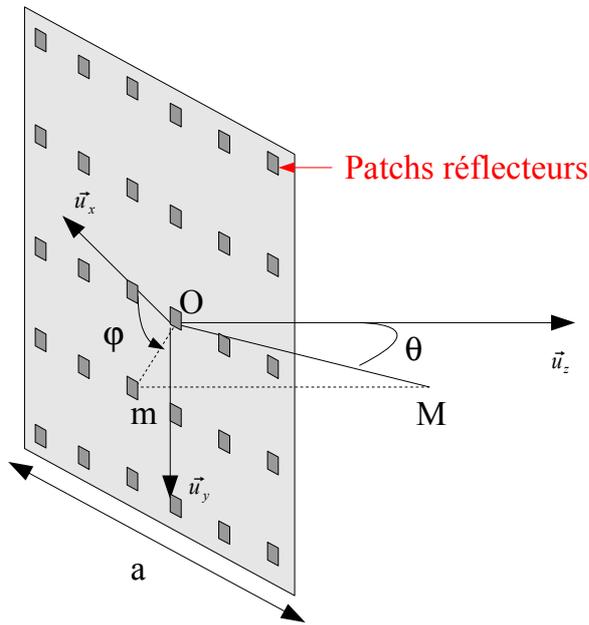


Figure A1.1: Réseau réflecteur: réseau réflecteur et définitions des coordonnées sphériques

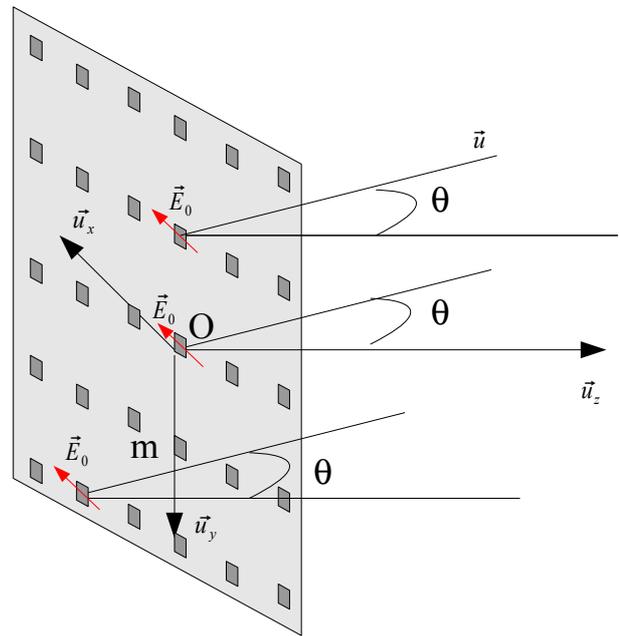


Figure A1.2: Réseau réflecteur: champ tangentiel onde plane réfléchi dans la direction u

Nous rappelons que:

$$\begin{aligned} \vec{u} &= \alpha \vec{u}_x + \beta \vec{u}_y + \gamma \vec{u}_z \\ \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 &= 1 \end{aligned} \quad (A1.1)$$

II. Modélisation du réseau réflecteur

La modélisation repose sur l'hypothèse suivante: le réseau réflecteur est équivalent à une ouverture qui sera découpée en cellules. Chaque cellule possède un coefficient complexe, noté $a_{ij} = |a_{ij}| e^{j\varphi_{ij}}$ qui représente le champ complexe \vec{E}_{ij} . L'influence des *patches* se borne à modifier le

déphasage de la cellule (φ_{ij}) afin de compenser les retards de propagation, la phase (φ_{ij}) contient également l'information sur la phase de la loi d'illumination. La loi d'amplitude $|a_{ij}|$ est celle imposée par la source primaire. Afin de simplifier la description suivante, nous considérons une loi d'illumination parallèle à Ox , soit $\vec{E}_{0t} // \vec{u}_x$.

II.1 Découpage du réseau

Nous allons découper le réseau réflecteur en cellules carrées de côté d . Chaque cellule est située à une distance r_{ij} du centre du réseau (voir figure A1.3).

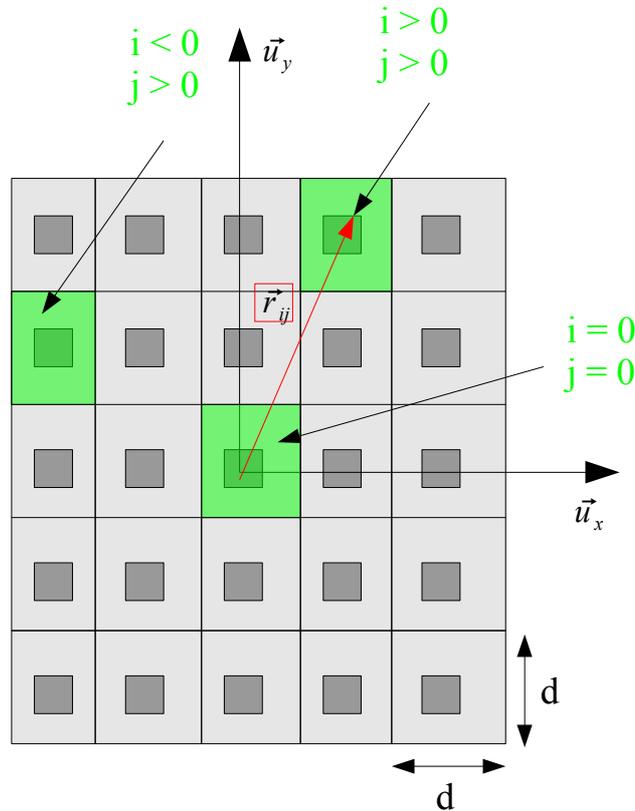


Figure A1.3: découpage du réseau réflecteur

Par commodité, le nombre de cellules N sera toujours impair (quitte à agrandir d'une ligne et d'une colonne le réseau réflecteur par rapport à sa dimension initiale a). Le nombre de cellules N est égal à $E(\frac{a}{d})+1$ où E désigne la partie entière. Compte tenu du problème, nous avons:

$$\vec{E}_{ij} = E_{0t}(i, j)\vec{u}_x \text{ pour tout } (i, j)$$

et

$$\vec{r}_{ij} = i d \vec{u}_x + j d \vec{u}_y \quad (A1.2)$$

II.2 Champ rayonné

Le champ rayonné à grande distance s'exprime cellule par cellule en fonction de la transformée de Fourier du champ tangentiel:

$$\vec{E}_{rayij} = j \lambda \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{u} \wedge (\vec{E}_{0tij}(\alpha, \beta) \wedge \vec{u}_z) \quad (A1.3)$$

avec

$$\vec{E}_{0tij}(\alpha, \beta) = \frac{1}{\lambda^2} \iint (\vec{E}_{ij} e^{jk(\alpha x + \beta y)} dx dy) \quad (A1.4)$$

$$\text{et } \begin{cases} \alpha = \sin \theta \cos \varphi \\ \beta = \sin \theta \sin \varphi \end{cases} \quad (A2.5)$$

où

$$\vec{E}_{ij} = \vec{E}_{0t}(i, j) \text{ si } \begin{cases} x \in [(i - \frac{1}{2})d, (i + \frac{1}{2})d] \\ y \in [(j - \frac{1}{2})d, (j + \frac{1}{2})d] \end{cases} \quad (A1.6)$$

$$\vec{E}_{ij} = \vec{0} \text{ en dehors}$$

Le champ tangentiel à l'ouverture sur chaque cellule s'exprime par:

$$E_{ot}(i, j) = a_{ij} = |a_{ij}| e^{j\varphi_{ij}} \quad (A1.7)$$

- où $|a_{ij}|$ est l'amplitude de la loi d'illumination déterminée par la source primaire,
- φ_{ij} est le déphasage total du champ électrique.

$$\varphi_{ij} = \psi_{ij} + \psi_{sourceij} \quad (A1.8)$$

- ψ_{ij} est le déphasage calculé pour compenser le trajet aller de l'onde sphérique incidente et de l'onde plane réfléchi par le réflecteur dans la direction \vec{u}_0 : $\psi_{ij} = k(R_i - \vec{r}_{ij} \cdot \vec{u}_0)$,
- $\psi_{sourceij}$ est le déphasage de la source primaire.

III. Calcul détaillé

III.1 Calcul du champ électrique rayonné par cellule

Tout d'abord, intéressons nous au terme $\frac{e^{-jkr}}{r}$. Dans la théorie des ouvertures, r désigne le rayon par rapport au centre du repère O. Ici, $r=R_0$ dans la notation de la figure A1.4.

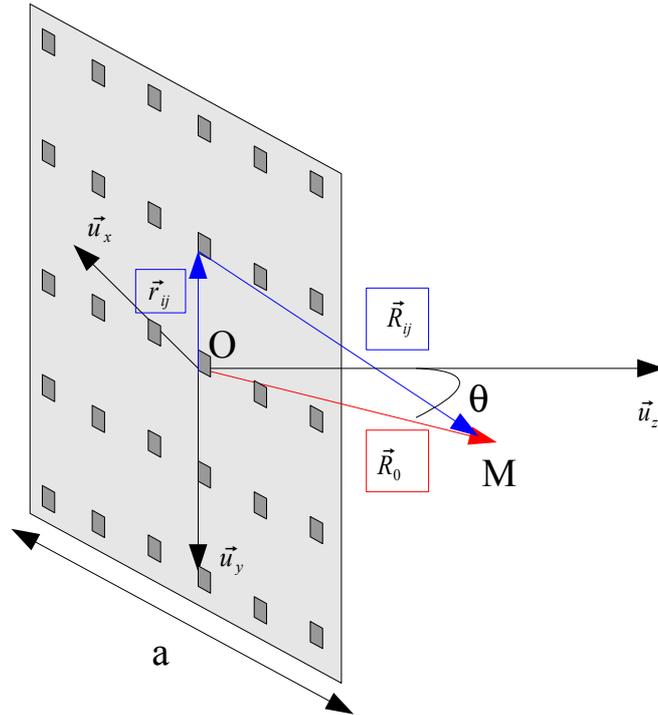


Figure A1.4 : définition de R_{ij}

nous nous intéressons ensuite à $\vec{E}_{0ij}(\alpha, \beta)$

D'après ce que nous avons dit plus haut, $\vec{E}_{0ij}(\alpha, \beta) = \frac{1}{\lambda^2} \iint (E_{ij} e^{jk(\alpha x + \beta y)} dx dy) \vec{u}_x$.

en tenant compte de l'expression de E_{ij} , nous avons:

$$\vec{E}_{0ij}(\alpha, \beta) = \frac{a_{ij}}{\lambda^2} \iint_{(i-\frac{1}{2})d, (j-\frac{1}{2})d}^{(i+\frac{1}{2})d, (j+\frac{1}{2})d} (e^{jk(\alpha x + \beta y)} dx dy) \vec{u}_x$$

que nous pouvons calculer directement:

- Annexes -

$$\iint_{(i-\frac{1}{2})d, (j-\frac{1}{2})d}^{(i+\frac{1}{2})d, (j+\frac{1}{2})d} (e^{jk(\alpha x + \beta y)} dx dy) = \left[\frac{e^{jk\alpha(i+\frac{1}{2})d} - e^{jk\alpha(i-\frac{1}{2})d}}{jk\alpha} \right] \left[\frac{e^{jk\beta(j+\frac{1}{2})d} - e^{jk\beta(j-\frac{1}{2})d}}{jk\beta} \right]$$

soit

$$\left[\frac{e^{jk\alpha(i+\frac{1}{2})d} - e^{jk\alpha(i-\frac{1}{2})d}}{jk\alpha} \right] \left[\frac{e^{jk\beta(j+\frac{1}{2})d} - e^{jk\beta(j-\frac{1}{2})d}}{jk\beta} \right] = d^2 e^{jk(\alpha id + \beta jd)} \text{sin}_c\left(\frac{\pi\alpha d}{\lambda}\right) \text{sin}_c\left(\frac{\pi\beta d}{\lambda}\right)$$

d'où

$$\vec{E}_{0ij}(\alpha, \beta) = a_{ij} \frac{d^2}{\lambda^2} e^{jk(\alpha id + \beta jd)} \text{sin}_c\left(\frac{\pi\alpha d}{\lambda}\right) \text{sin}_c\left(\frac{\pi\beta d}{\lambda}\right) \vec{u}_x \quad (A1.9)$$

nous voyons que le terme $e^{jk(\alpha id + \beta jd)}$ représente le décalage de la TF au centre de la cellule (i,j) par rapport à la cellule centrale.

En considérant le repérage du centre de la cellule, nous remarquons que:

$$e^{jk(\alpha id + \beta jd)} = e^{-j2k\vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}}$$

d'où

$$\vec{E}_{0ij}(\alpha, \beta) = a_{ij} \frac{d^2}{\lambda^2} e^{-j2k\vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}} \text{sin}_c\left(\frac{\pi\alpha d}{\lambda}\right) \text{sin}_c\left(\frac{\pi\beta d}{\lambda}\right) \vec{u}_x \quad (A1.10)$$

Nous nous intéressons finalement à $\vec{u} \wedge (\vec{E}_{0ij}(\alpha, \beta) \wedge \vec{u}_z)$

Nous pouvons écrire $\vec{u} \wedge (\vec{E}_{0ij}(\alpha, \beta) \wedge \vec{u}_z) = E_{0ij}(\alpha, \beta) \vec{u} \wedge (\vec{u}_x \wedge \vec{u}_z)$. Comme $E_{0ij}(\alpha, \beta)$ est déjà calculé, nous nous intéressons à $\vec{u} \wedge (\vec{u}_x \wedge \vec{u}_z) = \vec{u} \wedge \vec{u}_y$,

en utilisant les produits vectoriels connus:

$$\begin{aligned} \vec{u} \wedge \vec{u}_x &= \sin\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \cos\varphi \vec{u}_\varphi \\ \vec{u} \wedge \vec{u}_y &= -\cos\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \sin\varphi \vec{u}_\varphi \\ \vec{u} \wedge \vec{u}_z &= -\sin\theta \vec{u}_\varphi \end{aligned}$$

nous en déduisons

$$\vec{u} \wedge (\vec{E}_{0ij}(\alpha, \beta) \wedge \vec{u}_z) = E_{0ij}(\alpha, \beta) (-\cos\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \sin\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (A1.11)$$

champ rayonné par cellule (i,j) \vec{E}_{rayij}

en remplaçant par les résultats précédemment trouvés, nous obtenons le champ rayonné par cellule:

$$\vec{E}_{rayij}(\alpha, \beta) = j\lambda a_{ij} e^{-jk\vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}} \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{d^2}{\lambda^2} \text{sin}_c\left(\frac{\pi\alpha d}{\lambda}\right) \text{sin}_c\left(\frac{\pi\beta d}{\lambda}\right) (-\cos\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \sin\varphi \vec{u}_\varphi)$$

que nous pouvons écrire:

$$\vec{E}_{rayij}(\alpha, \beta) = j \lambda \frac{e^{-jk R_0}}{R_0} \frac{d^2}{\lambda^2} \sin_c\left(\frac{\pi \alpha d}{\lambda}\right) \sin_c\left(\frac{\pi \beta d}{\lambda}\right) (-\cos \varphi \vec{u}_\theta + \cos \theta \sin \varphi a_{ij} \vec{u}_\varphi) a_{ij} e^{-jk \vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}} \quad (A2.12)$$

nous pouvons séparer l'expression de \vec{E}_{rayij} en trois termes:

- $j \lambda \frac{e^{-jk R_0}}{R_0} \frac{d^2}{\lambda^2}$ qui est un terme constant,
- $\sin_c\left(\frac{\pi \alpha d}{\lambda}\right) \sin_c\left(\frac{\pi \beta d}{\lambda}\right) (-\cos \varphi \vec{u}_\theta + \cos \theta \sin \varphi \vec{u}_\varphi)$ qui ne dépend que de θ et φ ,
- $a_{ij} e^{-j2k \vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}}$ qui dépend de θ , φ et de (i,j) .

III.2 Calcul du champ électrique total dans la direction θ, φ

Le champ total \vec{E}_{ray} est la somme des champs rayonnés par les cellules:

$$\vec{E}_{ray} = \sum_{i,j} \vec{E}_{rayij}$$

soit en développant et en séparant suivant les composantes E_θ et E_φ ,

$$\begin{aligned} E_\theta &= E_{\theta\varphi} \cos \varphi \\ E_\varphi &= -E_{\theta\varphi} \cos \theta \sin \varphi \end{aligned} \quad \text{avec}$$

$$E_{\theta\varphi} = j \lambda \frac{e^{-jk R_0}}{R_0} \frac{d^2}{\lambda^2} \sin_c\left(\frac{\pi \alpha d}{\lambda}\right) \sin_c\left(\frac{\pi \beta d}{\lambda}\right) \sum_{(i,j)} a_{ij} e^{j2k (id \sin \theta \cos \varphi) + (jd \sin \theta \sin \varphi)} \quad (A1.13)$$

IV. Puissance rayonnée

Nous pouvons calculer de deux façons différentes la puissance rayonnée:

- soit en appliquant le théorème de Parseval,
- soit à partir de l'intégration du diagramme de rayonnement.

Nous utiliserons ces deux méthodes afin de vérifier l'acuité du programme.

Il convient cependant de faire deux remarques:

- l'application du théorème de Parseval n'est valable que si l'ouverture rayonne majoritairement au voisinage de Oz, autrement dit si le réseau réflecteur est suffisamment grand et que sa direction privilégiée de rayonnement est $\vec{u}_0 = \vec{u}_z$

- c'est aussi grâce à ce théorème que nous déterminons $D_{max} = \frac{4\pi S}{\lambda^2}$. Cependant, pour de petits réseaux, l'hypothèse qui consiste à dire que l'ouverture rayonne majoritairement autour de Oz, qui sous-entend que le gain est grand (environ 30 dB), n'est pas vérifiée à cause de la petite taille de celle-ci. Ainsi, les rendements d'ouverture de petits réseaux réflecteurs

calculés par $\eta = \frac{D(\vec{u} = \vec{u}_0)}{\frac{4\pi S}{\lambda^2}}$ sont bien souvent très inférieurs à ceux des grands.

IV.1 Théorème de Parseval

La puissance rayonnée est égale à celle calculée par le champ tangentiel à l'ouverture, soit:

$$P_{ray} = \iint \frac{\vec{E}_0 \cdot \vec{E}'_0}{2\eta} dx dy \quad (A1.14)$$

soit en superposant la contribution de chaque cellule:

$$P_{ray} = \frac{d^2}{2\eta} \sum_{(i,j)}^{(N,N)} |a_{ij}|^2 \quad (A1.15)$$

IV.2 Diagramme de rayonnement

La puissance rayonnée est également l'intégrale de la densité de puissance rayonnée sur la sphère de rayon r. Dans notre cas, le réseau réflecteur étant une antenne imprimée, le champ existe sur une demi-sphère et est nul en dehors ce qui revient à intégrer pour les angles suivants:

$$\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$$

$$\varphi \in [0, 2\pi]$$

L'onde est considérée comme localement plane, la densité de puissance, dans la direction (θ, φ) , est:

$$\frac{dP_{ray}}{dS} = \frac{\vec{E}_{ray} \cdot \vec{E}'_{ray}}{2\eta} \text{ soit } \frac{dP_{ray}}{dS} = \frac{E_\theta^2 + E_\varphi^2}{2\eta}$$

La puissance totale rayonnée est l'intégrale de la densité de puissance rayonnée sur la demi-sphère:

$$P_{ray} = \iint \frac{dP_{ray}}{dS} R_0^2 \sin \theta d\theta d\varphi$$

le diagramme de rayonnement tracé pour chaque direction \vec{u} , il correspond à la directivité

$$D(\vec{u}) = \frac{\frac{dP_{ray}}{dS}}{\frac{P_{ray}}{4\pi r^2}} \quad (A1.16)$$

V. Exemples

En supposant que le diagramme de rayonnement possède une symétrie en φ autour de l'axe Oz, dans le cas où le réseau focalise selon cet axe, il suffit de calculer la densité de puissance dans un de ces plans, par exemple $\varphi=90^\circ$, de l'intégrer selon θ puis de multiplier le résultat par 2π (symétrie en φ). Nous supposons de plus que le champ dans l'ouverture est uniforme: $\vec{E}_{0t} = E_0 \vec{u}_x$

V.1 Calcul de la puissance rayonnée par le théorème de Parseval

Si le champ est uniforme alors chaque cellule est soumise à $a_{ij} = E_0$, soit

$$P_{ray} = N^2 d^2 \frac{|E_0|^2}{2\eta} \quad (A1.17)$$

V.2 Diagramme dans le plan $\varphi=90^\circ$

$$\begin{aligned} \alpha &= 0 \\ \text{si } \varphi=90^\circ \text{ alors } \beta &= \sin \theta \text{ d'où} \\ \vec{u}_\varphi &= -\vec{u}_x \end{aligned}$$

$$- \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi \alpha d}{\lambda}\right) = 1$$

$$- \cos \varphi \vec{u}_\theta + \cos \theta \sin \varphi \vec{u}_\varphi = -\cos \theta \vec{u}_x$$

$$- e^{-j2k \vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}} = e^{j2k \sin \theta j d}$$

Le champ total rayonné dans la direction θ est donné par:

$$E_{\theta}=0 \quad \text{et} \quad \vec{E}_{\theta\varphi} = j\lambda \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{d^2}{\lambda^2} 1 * \text{sinc}\left(\frac{\pi \sin \theta d}{\lambda}\right) \vec{u}_x \sum_{(i,j)} a_{ij} e^{jksin \theta jd}$$

avec

$$\sum_{(i,j)=(0,0)}^{(N-1,N-1)} e^{jksin \theta jd} = N e^{jkNdsin \theta} \frac{\sin(kN \frac{d}{2} \sin \theta)}{\sin(k \frac{d}{2} \sin \theta)}$$

d'où

$$\vec{E}_{ray}(\theta, \sin \theta) = j\lambda E_0 \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{d^2}{\lambda^2} 1 * \text{sinc}\left(\frac{\pi \sin \theta d}{\lambda}\right) \cos \theta \vec{u}_x N e^{jkNdsin \theta} \frac{\sin(kN \frac{d}{2} \sin \theta)}{\sin(k \frac{d}{2} \sin \theta)} \quad (A1.18)$$

La densité de puissance dans une direction θ donnée est:

$$\frac{dP_{ray}}{dS} = \left(\frac{1}{2\eta}\right) * (\lambda E_0)^2 \frac{1}{R_0^2} \frac{d^4}{\lambda^4} \text{sinc}^2\left(\frac{\pi \sin \theta d}{\lambda}\right) \cos^2 \theta N^2 \frac{\sin^2(kN \frac{d}{2} \sin \theta)}{\sin^2(k \frac{d}{2} \sin \theta)} \quad (A1.19)$$

La densité de puissance maximale est obtenue pour $\theta=0$:

$$\frac{dP_{ray}}{dS} max = \left(\frac{1}{2\eta}\right) * (\lambda E_0)^2 \frac{1}{R_0^2} \frac{d^4}{\lambda^4} N^4 \quad (A1.20)$$

En appliquant la définition de la directivité:

$$D_{max} = \frac{\frac{dP_{ray}}{dS} max}{\frac{P_{ray}}{4\pi R_0^2}}$$

en remplaçant, nous obtenons:

$$D_{max} = \frac{\left(\frac{1}{2\eta}\right) * (\lambda E_0)^2 \frac{1}{R_0^2} \frac{d^4}{\lambda^4} N^4}{\frac{E_0 E_0' (Nd)^2}{2\eta 4\pi R_0^2}}$$

soit le résultat:

$$D_{max} = 4\pi \frac{(dN)^2}{\lambda^2} \quad (A1.21)$$

En remarquant que $dN \simeq a$, nous obtenons

$$D_{max} = 4\pi \frac{S}{\lambda^2} \quad \text{où } S \text{ est la surface du réflecteur}$$

ce qui correspond au résultat classique pour une ouverture rayonnant majoritairement au voisinage de Oz.

V.3 Diagramme dans le plan $\varphi=0^\circ$

$$\begin{aligned} & \alpha = \sin \theta \\ \text{si } \varphi=90^\circ \text{ alors } & \beta = 0 \quad \text{d'où} \\ & \vec{u}_\varphi = \vec{u}_y \end{aligned}$$

$$- \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi \beta d}{\lambda}\right) = 1$$

$$- -\cos \varphi \vec{u}_\theta + \cos \theta \sin \varphi \vec{u}_\varphi = -\vec{u}_\theta$$

$$- e^{-j2k\vec{u}\cdot\vec{r}_{ij}} = e^{j2k\sin\theta id}$$

$$\vec{E}_{rayij}(0, \sin \theta) = j \lambda E_0 \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{d^2}{\lambda^2} 1 * \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi \sin \theta d}{\lambda}\right) \vec{u}_y e^{jk\sin\theta jd}$$

Le champ total rayonné dans la direction θ est donné par:

$$\vec{E}_{ray}(0, \sin \theta) = j \lambda E_0 \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{d^2}{\lambda^2} 1 * \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi \sin \theta d}{\lambda}\right) \vec{u}_y N e^{jkNd\sin\theta} \frac{\sin(kN \frac{d}{2} \sin \theta)}{\sin(k \frac{d}{2} \sin \theta)} \quad (A1.22)$$

La densité de puissance dans une direction θ donnée est:

$$\frac{dP_{ray}}{dS} = \left(\frac{1}{2\eta}\right) * (\lambda E_0)^2 \frac{1}{R_0^2} \frac{d^4}{\lambda^4} \text{sinc}^2\left(\frac{\pi \sin \theta d}{\lambda}\right) N^2 \frac{\sin^2\left(kN \frac{d}{2} \sin \theta\right)}{\sin^2\left(k \frac{d}{2} \sin \theta\right)} \quad (A1.23)$$

La densité de puissance maximale est obtenue pour $\theta=0$:

$$\frac{dP_{ray}}{dS} \max = \left(\frac{1}{2\eta}\right) * (\lambda E_0)^2 \frac{1}{R_0^2} \frac{d^4}{\lambda^4} N^4$$

En appliquant la définition de la directivité:

$$D_{max} = \frac{\frac{dP_{ray}}{dS} \max}{\frac{P_{ray}}{4\pi R_0^2}}$$

en remplaçant, nous obtenons:

$$D_{max} = \frac{\left(\frac{1}{2\eta}\right) * (\lambda E_0)^2 \frac{1}{R_0^2} \frac{d^4}{\lambda^4} N^4}{\frac{E_0 E_0' (Nd)^2}{2\eta 4\pi R_0^2}}$$

soit le résultat:

$$D_{max} = 4\pi \frac{(dN)^2}{\lambda^2} \quad (A1.24)$$

Nous retrouvons le résultat du plan $\varphi = 90^\circ$ équation (A1.21) ce qui est normal car dans les deux cas $\theta = 0^\circ$.

V.4 Diagramme dans un plan φ_0 quelconque

dans ce cas α et β sont donnés par (A1.4): $\alpha_0 = \sin \theta \cos \varphi_0$
 $\beta_0 = \sin \theta \sin \varphi_0$

- Annexes -

Les valeurs de sinc doivent être calculées au centre de chaque cellule en fonction de α_0 et β_0

$$- \cos \varphi_0 \vec{u}_\theta + \cos \theta \sin \varphi_0 \vec{u}_\varphi ,$$

$$- e^{-j2k \vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}} = e^{j2k(\sin \theta \cos \varphi_0 id) + (\sin \theta \sin \varphi_0 jd)} ,$$

- (A1.23) nous montre que le champ rayonné possède deux composantes E_θ et E_φ , qui seront calculées séparément:

$$E_\theta = E_{\theta\varphi_0} \cos \varphi_0$$

$$E_\varphi = -E_{\theta\varphi_0} \cos \theta \sin \varphi_0$$

$$\text{avec } E_{\theta\varphi_0} = j \lambda \frac{e^{-jk R_0}}{R_0} \frac{d^2}{\lambda^2} \text{sinc}^2\left(\frac{\pi \alpha_0 d}{\lambda}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{\pi \beta_0 d}{\lambda}\right) \sum_{(i,j)} a_{ij} e^{j2k(id \sin \theta \cos \varphi_0) + (jd \sin \theta \sin \varphi_0)}$$

pour plus de commodité nous appelons

$$\text{dim4} = \sum_{(i,j)} e^{j2k(\sin \theta \cos \varphi_0 id) + (\sin \theta \sin \varphi_0 jd)}$$

La densité de puissance dans une direction θ donnée est:

$$\frac{dP_{ray}}{dS} = \left(\frac{1}{2\eta}\right) * (\lambda E_0)^2 \frac{1}{R_0^2} \frac{d^4}{\lambda^4} \text{sinc}^2\left(\frac{\pi \alpha_0 d}{\lambda}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{\pi \beta_0 d}{\lambda}\right) (\text{dim4})(\text{dim4})' [(\cos^2 \varphi_0 + \cos^2 \theta \sin^2 \varphi_0)] \quad (A1.25)$$

La densité de puissance maximale est obtenue pour $\theta = 0$ soit $\alpha = 0$ et $\beta = 0$:

$$\text{en effet } [\cos^2 \varphi_0 + \cos^2 \theta \sin^2 \varphi_0] = \cos^2 \varphi_0 + \sin^2 \varphi_0 = 1$$

$$\frac{dP_{ray}}{dS} \text{max} = \left(\frac{1}{2\eta}\right) * (\lambda E_0)^2 \frac{1}{R_0^2} \frac{d^4}{\lambda^4} N^4 \quad (A1.26)$$

En appliquant la définition de la directivité:

$$D_{max} = \frac{\frac{dP_{ray}}{dS} \text{max}}{\frac{P_{ray}}{4\pi R_0^2}} ,$$

en remplaçant, nous obtenons:

$$D_{max} = \frac{\left(\frac{1}{2\eta}\right) * (\lambda E_0)^2 \frac{1}{R_0^2} \frac{d^4}{\lambda^4} N^4}{\frac{E_0 E_0' (Nd)^2}{2\eta 4\pi R_0^2}}$$

soit le résultat:

$$D_{max} = 4\pi \frac{(dN)^2}{\lambda^2} \quad (A1.27)$$

Nous retrouvons les résultats précédents.

VI. Approche réseau

Le réseau réflecteur peut également être modélisé par la théorie des réseaux dans le cas d'un champ uniforme $\vec{E}_{0t} = E_0 \vec{u}_x$. Dans ce cas, le champ rayonné s'obtient à partir de la cellule centrale en appliquant le théorème de translation:

$$\vec{E}_{rayij} = j\lambda \frac{e^{-jkR_{ij}}}{R_{ij}} \vec{u} \wedge (\vec{E}_{0t00}(\alpha, \beta) \wedge \vec{u}_z) \quad (A1.28)$$

avec

$$\vec{E}_{ray00} = j\lambda \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{u} \wedge (\vec{E}_{0t00}(\alpha, \beta) \wedge \vec{u}_z) \quad (A1.29)$$

soit pour notre cas d'un champ tangentiel uniforme orienté selon \vec{u}_x

$$\vec{E}_{ray00} = j\lambda E_0 \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{d^2}{\lambda^2} \text{sinc}\left(\frac{\pi\alpha d}{\lambda}\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi\beta d}{\lambda}\right) (-\cos\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \sin\varphi \vec{u}_\varphi) \quad (A1.30)$$

Calcul du champ électrique rayonnée par cellule

Tout d'abord, intéressons nous au terme $\frac{e^{-jkR_{ij}}}{R_{ij}}$

Nous avons: $\frac{e^{-jk\vec{u} \cdot \vec{R}_{ij}}}{R_{ij}}$ où $\vec{R}_0 = \vec{R}_{ij} + \vec{r}_{ij}$ comme indiqué en figure A1.4. D'où

$$\vec{R}_{ij} = \vec{R}_0 - \vec{r}_{ij}$$

Nous nous intéressons au champ lointain, donc $R_0 \gg r_{ij}$ d'où $\frac{1}{R_{ij}} \simeq \frac{1}{R_0}$. D'autre part:

$e^{-jk\vec{u} \cdot \vec{R}_{ij}} = e^{-jk\vec{u} \cdot \vec{R}_0} e^{+jk\vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}}$ soit $e^{-jk\vec{u} \cdot \vec{R}_{ij}} = e^{-jkR_0} e^{+jk\vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}}$ car $\vec{R}_0 // \vec{u}$. Ceci revient à introduire l'expression classique de déphasage inter-éléments au sein d'un réseau 2D, $e^{+jk\vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}}$. D'où:

$$\frac{e^{-jk\vec{u} \cdot \vec{R}_{ij}}}{R_{ij}} = e^{-jk\vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}} \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \quad (A1.31)$$

d'où l'expression du champ \vec{E}_{rayij} :

$$\vec{E}_{rayij} = e^{-jk\vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}} \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \vec{u} \wedge (\vec{E}_{0i00}(\alpha, \beta) \wedge \vec{u}_z) = e^{-jk\vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}} \vec{E}_{ray00}$$

en remplaçant, nous obtenons

$$\vec{E}_{rayij}(\alpha, \beta) = j\lambda \frac{e^{-jkR_0}}{R_0} \frac{d^2}{\lambda^2} \text{sin}_c\left(\frac{\pi\alpha d}{\lambda}\right) \text{sin}_c\left(\frac{\pi\beta d}{\lambda}\right) (-\cos\varphi \vec{u}_\theta + \cos\theta \sin\varphi \vec{u}_\varphi) e^{-jk\vec{u} \cdot \vec{r}_{ij}} \quad (A1.32)$$

soit la même expression qu'en (A1.12) lorsque que le champ électrique est uniforme ($a_{ij}=1$). Cependant, cette formulation devient plus complexe lorsque le champ électrique tangentiel au réseau n'est pas uniforme. Il convient alors d'appliquer la théorie des distributions et de faire une transformée de Fourier discrète. La première approche, qui à bien des égards, est similaire à cette démarche, s'applique, elle, directement.

Annexe 2: Automatisation de la procédure de design des réflecteurs

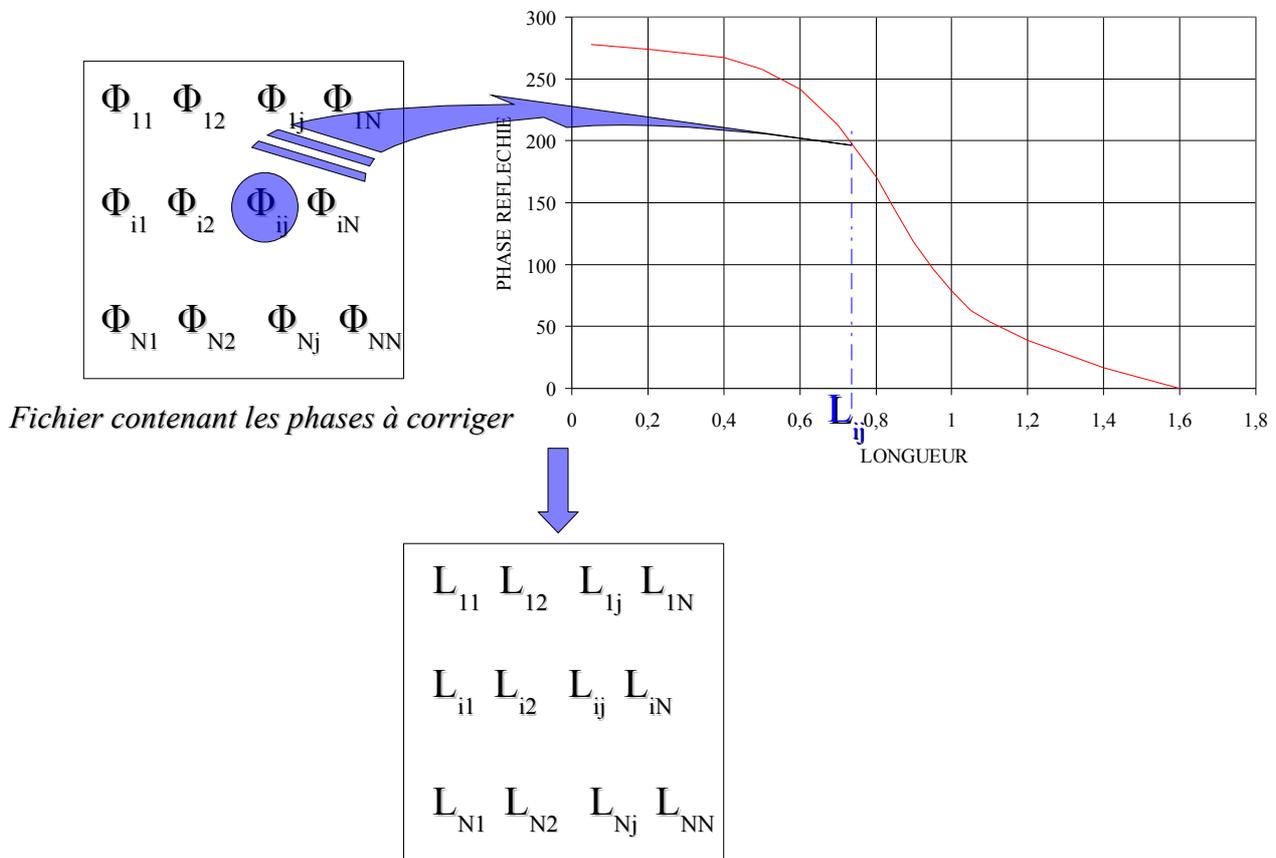
Nous parlons ici des programmes permettant l'automatisation de la procédure de conception des réseaux réflecteurs.

En effet, la conception de reflectarray de plusieurs dizaines de milliers d'éléments rayonnants ne pourrait s'effectuer manuellement. C'est pour cela que nous avons développé un outil nous permettant de les concevoir de manière quasi-automatique.

Dans cette annexe, on a reporté le code de deux programmes de conception:

- le premier utilisé pour la conception de reflectarray
- le deuxième pour la conception de réflecteur de Fresnel.

Le but de ces programmes est de générer un fichier en format *egs* qui contiennent tous les coordonnées des différents *patches* constituant les réseaux réflecteurs à partir des phases que ces derniers corrigent.



Fichier contenant les phases à corriger
Fichier egs contenant les coordonnées des patches
Figure A2.1: Schéma de principe du programme d'automatisation

Le programme associe les phases à corriger aux dimensions des *patches* grâce aux courbes donnant la phase réfléchi en fonction de la longueur des *patches*. Puis il génère le fichier *egs* donnant les coordonnées des éléments rayonnants.

Sur les pages suivantes se trouvent les codes Scilab des différents programmes d'automatisation de la procédure de design de réseaux réflecteurs.

I. Automatisation de la procédure de design de reflectarrays

```
tcell=0.8;

lecture=fscanfMat("E:\lanterij\scilab\claire\psi.txt");
taille=size(lecture);
psi_compdeg=read("E:\lanterij\scilab\claire\psi.txt",-1,taille(1));

qsd=size(psi_compdeg);
N_1D=qsd(1,1);
// Matrice de la largeur du cadre le plus extérieur ou de la longueur lorsqu'il s'agit du patch
rectangulaire
mat_dimL1=ones(N_1D,N_1D);

// Définition de la zone graphique aux dimension du réseau

[fd,err]=mopen("reflsur4100v2.egs_g",'w+');
mfprintf(fd,'GRID 0.0001,1 0.0000,0.0000;\n');
// Boucle principale parcourant la matrice de phase compensée (en degrés)
for k=1:N_1D
    for l=1:N_1D
        if psi_compdeg(k,l)==360 then
            psi_compdeg(k,l)=0;
        end
        // Tests de la phase pour déterminer à quel type de patch elle correspond
        if psi_compdeg(k,l)>304 then

            elseif psi_compdeg(k,l)<=304 & psi_compdeg(k,l)>250 then
if modulo(k,2)==0 then
            if modulo(l,2)==0 then
                // Polynome correspondant à la courbe de tendance polynomiale 5
                po=poly([307.79-psi_compdeg(k,l),-106.96,731,-2231,2903.5,-
1483.9],"x","coeff");
                // Racine du polynôme
                A=roots(po);
                // Nombre de racine du polynôme
                p=size(A);
                q=p(1,1);
                // Liste des racines
                L=list(0);
                // Boucle de test des racines
                for i=1:q
                    // Sélection des racines réelles
                    if imag(A(i,1))==0 then
```

- Annexes -

```

// Sélection des racines réelles dont la partie
réelle correspond à une dimension correcte
// Sélection des racines réelles dont la partie
réelle correspond à une dimension correcte
then
if real(A(i,1))>=0.025 & real(A(i,1))<=1.58
L(i)=real(A(i,1));
else
end
else
end
end
// Attribution des longueurs correspondant à chaque cadre selon le
type de patch
L1=max(L);
// Implémentation des matrices de dimension
mat_dimL1(k,l)=L1;
mfprintf(fd,'ADD P1 :W0.0000 :FILL %f,%f%f,%f%f,%f%f,%f
%f,%f;\n',(-(N_1D+1)/2+1)*tcell-0.2/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell+L1/2,(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell+0.2/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell+L1/2,(-(N_1D+1)/2+1)*tcell+0.2/2,((N_1D+1)/2-
k)*tcell-L1/2,(-(N_1D+1)/2+1)*tcell-0.2/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell-L1/2,(-(N_1D+1)/2+1)*tcell-
0.2/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell+L1/2);
end
end
// Tests de la phase pour déterminer à quel type de patch elle correspond
elseif psi_compdeg(k,l)<=250 & psi_compdeg(k,l)>213.8 then
if modulo(k,2)==0 then
if modulo(1,2)==0 then
// Polynôme correspondant à la courbe de tendance polynomiale 5
po=poly([270.02-psi_compdeg(k,l),-58.7,194.44,-
472.17,92.386],"x","coeff");
// Racine du polynôme
A=roots(po);
// Nombre de racine du polynôme
p=size(A);
q=p(1,1);
// Liste des racines
L=list(0);
// Boucle de test des racines
for i=1:q
// Sélection des racines réelles
if imag(A(i,1))==0 then
// Sélection des racines réelles dont la partie
réelle correspond à une dimension correcte

```


- Annexes -

```
end
// Attribution des longueurs correspondant à chaque cadre selon le
type de patch
L1=max(L);

// Implémentation des matrices de dimension
mat_dimL1(k,l)=L1;

mfprintf(fd,'ADD P1 :W0.0000 :FILL %f,%f %f,%f %f,%f %f,%f\n',(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell-0.6/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell+L1/2,(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell+0.6/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell+L1/2,(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell+0.6/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell-L1/2,(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell-L1/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell-L1/2,(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell-0.6/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell-L1/2,(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell-0.6/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell+L1/2);
elseif psi_compdeg(k,l)<=5 & psi_compdeg(k,l)>=0 then
// Si la différence de phase à corriger est inférieur à 3 degrés on utilise un
patch carré de dimension 0,75mm de côté
// Attribution des longueurs correspondant à chaque cadre selon le type de
patch
L1=0.75;

// Implémentation des matrices de dimension

mfprintf(fd,'ADD P1 :W0.0000 :FILL %f,%f %f,%f %f,%f %f,%f\n',(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell-0.6/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell+L1/2,(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell+0.6/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell+L1/2,(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell+0.6/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell-L1/2,(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell-L1/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell-L1/2,(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell-0.6/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell-L1/2,(-
(N_1D+1)/2+1)*tcell-0.6/2,((N_1D+1)/2-k)*tcell+L1/2);

end
end
end
mclose;
```


$(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.2000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.3464+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1035+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.3864+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4000+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1035+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.3864+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.3464+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2828+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.2828+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.3464+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.2000+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.3864+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1035+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.4000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.0000+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.3864+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.1035+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.3464+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.2000+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2828+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.2828+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.3464+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1035+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.3864+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.4000+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.2000+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.0545+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.1924+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1049+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.1703+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1473+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.1353+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1786+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.0900+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.3000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.0900+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.3000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.0900+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1786+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.0900+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1473+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1353+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1049+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1703+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.0545+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1924+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.2000+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0545+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1924+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1049+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1703+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1473+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1353+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1786+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.0900+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.3000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.0900+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.3000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.0900+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1786+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.0900+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1473+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.1353+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1049+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.1703+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0545+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.1924+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.2000+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.4000+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1035+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.3864+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell);$

`mfprintf(fd,'ADD P1 :W0.0000 :FILL %f,%f %f,%f %f,%f %f,%f %f,%f %f,%f %f,%f\n',-0.5637+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4150+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.4340+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.5492+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2734+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.6444+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.0933+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.6937+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0933+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.6937+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.2734+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.6444+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.4340+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.5492+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.5637+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4150+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.2789+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4150+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1738+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4688+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0590+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4965+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.0590+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4965+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1738+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4688+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2789+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4150+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.5637+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4150+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell);`

`mfprintf(fd,'ADD P1 :W0.0000 :FILL %f,%f %f,%f %f,%f %f,%f %f,%f %f,%f %f,%f\n',-0.2789+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.4150+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1738+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.4688+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.0590+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.4965+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0590+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.4965+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1738+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.4688+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.2789+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.4150+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.5637+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.4150+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.4340+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.5492+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell);`


```
(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.1126+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2975+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.0384+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2975+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.0384+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2781+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1126+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2404+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1795+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1870+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.2346+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1214+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.2744+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.0478+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.2962+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0289+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.2986+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1037+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.2815+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1718+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.2460+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.2285+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1943+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.2704+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1300+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1000+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.1300+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell);
```

```
elseif psi_compdeg(k,l)==360 then
```

```
mfprintf(fd,'ADD P1 :W0.0000 :FILL %f,%f%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f  
%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f;n',0.5048+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.125+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.4542+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.2531+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.3719+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.3635+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.2634+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.4483+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1365+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.5018+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.52+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1365+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.5018+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2634+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.4483+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.3719+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.3635+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.4542+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.2531+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.5048+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.125+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.5048+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,0.125+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell);
```

```
mfprintf(fd,'ADD P1 :W0.0000 :FILL %f,%f%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f  
%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f%f,%f;n',-0.5048+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.125+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.4542+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.2531+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.3719+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.3635+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.2634+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4483+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.1365+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.5018+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.0+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.52+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.1365+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.5018+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.2634+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.4483+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.3719+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.3635+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.4542+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.2531+(-  
(N_1D+1)/2+k)*tcell, 0.5048+(-(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.125+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell, -0.5048+(-  
(N_1D+1)/2+1)*tcell,-0.125+(-(N_1D+1)/2+k)*tcell);
```

```
end
```

```
end
```

```
end
```

```
fclose;
```

Publications

Revues internationales à comité de lecture

« Beam-Scanning Improvement of Reflectarrays by Reducing the Cell Size At Millimetre Waves », J. LANTERI, J-Y DAUVIGNAC, CH. PICHOT, C. MIGLIACCIO, Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 48, N° 5, pp. 966-968, May 2006.

Conférences internationales avec comité de lecture et publications des actes

« Improvement of reflectarray performances at millimeter waves by reduction of the cell size », J. LANTERI, C. MIGLIACCIO, J-Y DAUVIGNAC, CH. PICHOT, PIERS 2006, Cambridge (USA), Mars 2006

« Investigation of wideband large antennas in the W-band », C. MIGLIACCIO, B.D. NGUYEN, J. LANTERI, CH. PICHOT, J.Y. DAUVIGNAC, EUCAP 2006 (Invited Paper), Nice, Novembre 2006

« Improvement of reflectarrays and lenses radiation pattern by prolate spheroidal functions in W bands », J. LANTERI, C. MIGLIACCIO, J-Y DAUVIGNAC, CH. PICHOT, EUCAP 2006, Nice, Novembre 2006

« 94 GHz printed reflectors using C-shape patches », B.D. NGUYEN, J. LANTERI, N.YONEMOTO, CH. PICHOT, J-Y. DAUVIGNAC, C. MIGLIACCIO, IEEE AP-S International Symposium 2007, Honolulu (HAWAII), Juin 2007

Conférences nationales avec comité de lecture et publications des actes

« Réseau d'antennes alimentées par ondes de surface », J.LANTERI, E.CAMBIAGGIO, R.STARAJ, Journées Nationales des Micro-ondes, Nantes, Mai 2005

« Amélioration des performances des *reflectarrays* dans le domaine millimétrique par réduction de la taille des cellules », J. LANTERI, C. MIGLIACCIO, J.Y. DAUVIGNAC, CH. PICHOT, Journées Nationales des Micro-ondes, Toulouse, Mai 2007

Séminaires avec présentation et actes

« Réseau réflecteur et lentille de Fresnel dans le domaine millimétrique », J. LANTERI, B.D. NGUYEN, J.Y. DAUVIGNAC, CH. PICHOT, C. MIGLIACCIO, GDR Ondes, Besançon, Novembre 2005