

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

CONTRIBUTIONS AU CONTRÔLE DU FAISCEAU D'ANTENNE RÉFLECTEUR EN
UTILISANT LES SURFACES SÉLECTIVES EN FRÉQUENCES ET LES RÉSEAUX
RÉFLECTEURS

RACHID EL HANI
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR
(GÉNIE ÉLECTRIQUE)
MARS 2014

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

CONTRIBUTIONS AU CONTRÔLE DU FAISCEAU D'ANTENNE RÉFLECTEUR EN
UTILISANT LES SURFACES SÉLECTIVES EN FRÉQUENCES ET LES RÉSEAUX
RÉFLECTEURS

présentée par : EL HANI Rachid

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiæ Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. NERGUIZIAN Chahé, Ph.D., président

M. LAURIN Jean-Jacques, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. WU Ke, Ph.D., membre

M. PAKNYS Robert, Ph.D., membre

*À la mémoire de mon père,
À ma mère,
À mes enfants Adam et Anas,
À toute ma famille,
Merci pour votre soutien...*

REMERCIEMENTS

Je tiens, tout d'abord, à remercier chaleureusement mon directeur de recherche, Monsieur Jean-Jacques Laurin, professeur à l'École Polytechnique de Montréal, pour son support et sa confiance. Toujours disponible et ouvert, ses conseils ont été indispensables pour la réussite de ce travail.

Je remercie également l'équipe de soutien du laboratoire. Merci à Steve Dubé, Jules Gauthier, Maxime Thibaut et Traian Antonescu pour leurs conseils et leurs disponibilités.

Merci à Jean-Sébastien Decarie pour le soutien informatique, son dévouement et sa disponibilité.

Merci à Ginette Desparois et à Nathalie Lévesque pour leurs dévouements envers les étudiants.

Je tiens à remercier Farid Dawalibi, Directeur de SES & Technologies, pour son soutien et ses encouragements.

Finalement, je remercie ma femme Karima qui m'a soutenu pendant tous le temps qu'a duré cette thèse.

RÉSUMÉ

Les satellites utilisent généralement des antennes construites à base de réflecteurs paraboliques. Pour couvrir une seule zone de la Terre, on utilise deux antennes de taille différente pour les bandes de transmission et de réception. Le contrôle des faisceaux de l'antenne réflecteur nous permettra de combiner les deux antennes tout en maintenant la même largeur de faisceau dans chaque bande. Ce contrôle de faisceaux pourra se faire en utilisant des surfaces sélectives en fréquences (SSF) ou des réseaux réflecteurs (RR).

Dans le but de pouvoir utiliser des SSF pour couvrir l'ouverture de l'antenne parabolique, nous avons montré les étapes de la conception d'une SSF bi-bandes multi-couches (à 20 GHz et 30 GHz). Une modification de la géométrie des ouvertures de la cellule est proposée pour diminuer la taille de la cellule en modifiant l'impédance de l'élément. Ainsi, nous avons éloigné les lobes discordants à des fréquences hors des bandes d'intérêt et évité des distorsions dans la bande de fréquences de 30 GHz. Par la suite, nous avons opté pour une SSF en deux couches identiques pour garantir une stabilité de la bande passante en fonction de l'angle d'incidence. Nous avons remarqué des variations brusques des coefficients de transmissions de la SSF à environ 23 GHz. Ces fluctuations sont dues à une excitation d'ondes de surfaces par des modes d'ordres supérieurs. Dans cette étude nous avons supposé que la SSF est de taille infinie. Ce type d'étude nous permet de tenir compte de l'excitation de ces ondes de surfaces. Par ailleurs, l'excitation de ces ondes de surface guidées par le réseau (OSGR) d'éléments ne peut se manifester que lorsque nous étudions une SSF de taille finie. La diffraction des OSGR aux extrémités de la SSF peut modifier le diagramme de rayonnement de l'antenne. Ainsi, nous avons présenté et étudié une méthode numérique pour analyser les SSF de tailles finies en tenant compte des OSGR.

D'un autre côté, nous avons présenté les étapes de la conception d'un réseau réflecteur (RR) bi-bandes dont le but est de réfléchir le signal d'une bande de fréquences (dans ce cas 10 GHz) vers la direction spéculaire et de réfléchir le signal de l'autre bande de fréquences (dans ce cas 15 GHz) vers une direction non-spéculaire. Les mesures montrent qu'à 10 GHz le signal est réfléchi vers la direction spéculaire et qu'à 15 GHz le faisceau principal est dirigé vers la direction désirée. Cependant, à 15 GHz, une partie du signal est réfléchie vers la direction spéculaire. Ainsi, nous avons présenté une étude approfondie de ce phénomène de la réflexion dans la direction spéculaire par un RR conçu pour réfléchir vers une direction non-spéculaire. En se basant sur l'hypothèse que ce phénomène est dû à une erreur périodique des phases des éléments du RR, nous avons montré que quand nous ajoutons une erreur périodique linéaire aux phases désirées des éléments, nous obtenons un bon accord entre notre modèle

et la simulation par HFSS. Ainsi, ce modèle simple nous a permis d'estimer les directions des lobes indésirables dues à cette erreur. En plus, une étude de l'amplitude de cette réflexion spéculaire en fonction de la couverture du RR par les patches métalliques est présentée.

ABSTRACT

The antenna systems in satellites are generally based on parabolic reflectors. To cover a single region of the Earth with two distant frequency bands, two different sized antennas are used. The beam control of the aperture antenna would let us use the two different frequencies with the same parabolic antenna system and maintain the same beamwidth for the two frequency bands. This beam control can be done using frequency selective surfaces (FSS) or reflectarrays (RA).

In order to be able to use frequency selective surfaces to cover the aperture of the parabolic antenna, we show the steps to study a dual-band and multi-layer frequency selective surface (at 20 GHz and 30 GHz). By decreasing the cell size by changing the geometry of the elements we have delayed in frequency the appearance of the grating lobes and we avoided distortions in the frequency band of 30 GHz. Thereafter, we chose a two-layer frequency selective surfaces to ensure stability of the bandwidth as function of angle of incidence. We noticed an abrupt variation of the transmission coefficients of the frequency selective surface at about 23 GHz. These fluctuations are the effect of the surface waves excited by higher order modes. In this study, we assume that the frequency selective surface is periodic and has an infinite size. This kind of study allows us to take into account the excitation of these surface waves. Furthermore, the excitation of the array guided surface wave can occur also when we study a finite size FSS. The diffraction of these surface waves at the edges of the finite frequency selective surface may modify the radiation pattern of the antenna. Thus, we are presenting a numerical method to analyze large finite size frequency selective surfaces taking into account the array guided surface waves.

On the other hand, we also present the steps to design a dual-band RA to reflect the signal of a frequency band (at 10 GHz) to the specular direction and to reflect the signal of the other band frequencies (at 15 GHz) to an off-specular direction. The measurements show that the 10 GHz signal is reflected to the specular direction and the main beam at 15 GHz is reflected in the desired off-specular direction. However, at 15 GHz, part of the signal is still reflected in the specular direction. Thereby, we present a thorough study of the specular reflection by a RA designed to reflect to a non-specular direction. Based on the assumption that this phenomenon is given by a periodic error of the phases of the RA elements, we show that when we add a linear periodic error to the desired phases, we get a good agreement between our model and the HFSS simulation. Thus, this simple model allows us to estimate the directions of undesirable sidelobes. In addition we present a study of the magnitude of the specular reflection as a function of the coverage of the RA by metallic patches.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES TABLEAUX	xi
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xvi
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Problématique	1
1.2 Objectifs de recherche	2
1.3 Surfaces sélectives en fréquences	3
1.4 Réflecteurs réseaux	6
1.5 Structure de la thèse	7
CHAPITRE 2 BASES THÉORIQUES	9
2.1 Les surfaces sélectives en fréquences	9
2.1.1 Types d'éléments	10
2.1.2 Bande passante	10
2.1.3 Substrat diélectrique	11
2.1.4 Lobes discordants	12
2.2 Théorie des réseaux réflecteurs	13
2.2.1 Conception d'un RR	14
2.2.2 La bande passante	15
2.2.3 RR multi-bandes	17
2.2.4 Estimation du diagramme de rayonnement	19

CHAPITRE 3	CONTRÔLE DU FAISCEAU D'ANTENNES À RÉFLECTEURS PARABOLIQUES À L'AIDE DE SURFACES IMPRIMÉES	21
3.1	Conception d'une surface sélective en fréquences bi-bandes	22
3.1.1	Anomalie de Wood	24
3.1.2	Élimination des lobes discordants à 30 GHz	25
3.1.3	Élargissement des bandes passantes	28
3.2	Les OSGR dans une SSF de taille finie	29
3.3	Un réseau réflecteur bi-bandes	31
3.3.1	Conception et mesure	31
3.4	Réflexion dans la direction spéculaire pour un RR dont la direction désirée est non-spéculaire	37
3.4.1	Erreur de phase	38
3.4.2	Résultats numériques	39
3.5	Conclusion	42
CHAPITRE 4	ARTICLE I : Numerical Diffraction of Array-Guided Surface Waves on Finite Frequency Selective Surfaces	45
4.1	Introduction	45
4.2	Formulation	47
4.2.1	Numerical Extraction of the Diffraction Coefficients	48
4.2.2	AGSW Wavenumber	50
4.3	Numerical Example	52
4.4	Conclusion	60
CHAPITRE 5	ARTICLE II : Specular Reflection Analysis for off-Specular Reflectarray Antennas	61
5.1	Introduction	61
5.2	Incident Plane Wave Formulation	62
5.2.1	Theoretical model of the phase error	62
5.2.2	Numerical validation	65
5.3	Mean Beam versus Parasitic Sidelobes	69
5.4	Behavior of the Near Field	70
5.5	Feed Antenna Illumination	73
5.6	Conclusions	74
CHAPITRE 6	DISCUSSION GÉNÉRALE	77

CHAPITRE 7 CONCLUSION ET TRAVAUX FUTURS	79
7.1 Surfaces sélectives en fréquences	79
7.2 Réseaux réflecteurs	80
7.3 Travaux Futurs	80
RÉFÉRENCES	82

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1	Floquet propagation constant as obtained by Prony's method for $\varphi_r = 135^\circ$, $D_x = 0.53\lambda_o$ and $D_z = 0.3\lambda_o$	56
Tableau 4.2	Mode TE_{00} propagation constant calculated by DFT for $\varphi_r = 135^\circ$. . .	58
Tableau 4.3	AGSW propagation constant by Prony's method for $\varphi_r = 135^\circ$, $D_x = 0.53\lambda_o$ and $D_z = 0.3\lambda_o$	58
Tableau 4.4	AGSW propagation constant by DFT for $\varphi_r = 135^\circ$	59
Tableau 4.5	Comparison of the normalized field peak values given by Fig.4.8	59

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	La combinaison des deux antennes	2
Figure 1.2	Séparation de la parabole en deux zones.	3
Figure 1.3	Ouverture de la parabole par deux SSF : SSF1 pour la zone S1 et SSF2 pour la zone S2	4
Figure 1.4	(a) Filtres passe-bande. (b) filtre passe-bibandes	5
Figure 1.5	Couvrir la zone S2 par un réseau réflecteur	7
Figure 2.1	Les quatre groupes de types d'éléments d'une SSF, d'après Munk (2000).	11
Figure 2.2	Différentes méthodes pour ajuster la phase des éléments d'un RR. . . .	14
Figure 2.3	Représentation géométrique d'un RR	15
Figure 2.4	Un cadre en croix à l'intérieur duquel on insère deux cadres rectangles, l'élément proposé dans Chaharmir et Shaker (2008)	17
Figure 2.5	Le RR de basse fréquence en haut du RR de la haute fréquence présenté dans Huang et Encinar (2008)	18
Figure 3.1	La cellule d'un filtre bi-bandes (a) sans interconnexion du métal et (b) avec interconnexion du métal. Les traits hachurés en périphérie in- diquent les frontières de la cellule élémentaire dans le réseau périodique. Les dimensions sont : $L1=2.75\text{mm}$, $L2=3.75\text{mm}$, $w=0.7\text{mm}$ et $e=0.6\text{mm}$.	23
Figure 3.2	Le coefficient de transmission pour la polarisation TE de la SSF cor- respondant aux éléments dans la Figure 3.1b.	24
Figure 3.3	Modification des ouvertures visant à diminuer la taille de la cellule. Les dimensions sont : $L1=1.98\text{mm}$, $w=0.51\text{mm}$, $w1=0.25\text{mm}$, $h1 =$ 0.51mm , $L2=2.67\text{mm}$, $w2=0.25\text{mm}$, $h2=0.76\text{mm}$ et $e=0.2\text{mm}$	26
Figure 3.4	Le coefficient de transmission de la polarisation TE de la SSF corres- pondant aux éléments dans la Figure 3.3.	27
Figure 3.5	Modification de la forme des ouvertures pour diminuer la taille de la cellule de la SSF. Les dimensions sont : $L1=1.42\text{mm}$, $w=0.69\text{mm}$, $w1=0.2\text{mm}$, $h1 = 0.89\text{mm}$, $L2=2.28\text{mm}$, $w^*=0.91\text{mm}$, $w2=0.25\text{mm}$, $h2=0.26\text{mm}$ et $e=0.2\text{mm}$	27
Figure 3.6	Le coefficient de transmission de la polarisation TE de la SSF corres- pondant aux éléments dans la Figure 3.5.	28
Figure 3.7	SSF à deux couches	28
Figure 3.8	Le coefficient de transmission de la polarisation TE de la SSF de deux couches correspondant aux éléments dans la Figure 3.5.	29

Figure 3.9	Illustration du déphasage entre le champ réfléchi par le RR et celui réfléchi par la plaque métallique du réflecteur parabolique.	32
Figure 3.10	RR bi-bandes avec une SSF entre les deux couches.	33
Figure 3.11	La photo de la couche supérieure du RR, dont les éléments sont ceux de la Figure 3.10b.	34
Figure 3.12	Direction d'incidence et de réflexion pour le RR bi-bandes	34
Figure 3.13	Le déphasage en fonction de a_1 et a_2 à 10 GHz pour une angle d'incidence de 34°	35
Figure 3.14	Le déphasage de l'onde réfléchie produit par le RR en fonction de a_1 et a_2 à 15 GHz pour une angle d'incidence de 34°	35
Figure 3.15	Champ lointain mesuré à 10 GHz pour $\phi = 0^\circ$, après normalisation. . .	36
Figure 3.16	Champ lointain mesuré à 15 GHz pour $\phi = 0^\circ$ et 135° , après normalisation.	37
Figure 3.17	Vue latérale dans le plan xz du RR.	38
Figure 3.18	La phase désirée des éléments suivant l'axe des x , sans ajouter d'erreur ($b = 0$) et en ajoutant un erreur de $b = \pi/6$	39
Figure 3.19	Cellule élémentaire utilisée pour les simulations du réseau réflecteur. . .	40
Figure 3.20	Le champ lointain normalisé pour un RR à une couche. (a) $\tilde{E}_y(\theta)$ sans erreur ($b = 0$) et en ajoutant les erreurs $b = \pi/6$ et $b = \pi/3$. (b) Simulation par HFSS pour un RR fini x infini de 45 éléments suivant l'axe des x	41
Figure 3.21	Champ lointain normalisé pour un RR à une couche avec $\theta^i = 34^\circ$. (a) $\theta^r = 0^\circ$, HFSS pour 45 éléments et $\tilde{E}_y(\theta)$ pour $b = \pi/3$; (b) $\theta^r = -10^\circ$, HFSS pour 45 éléments et $\tilde{E}_y(\theta)$ pour $b = \pi/3$; (c) $\theta^r = -20^\circ$, HFSS pour 45 éléments et $\tilde{E}_y(\theta)$ pour $b = \pi/3$; (d) $\theta^r = -34^\circ$, HFSS pour 45 éléments et $\tilde{E}_y(\theta)$ pour $b = 0$	43
Figure 3.22	Cellule d'un RR à trois couches.	44
Figure 3.23	Le champ lointain normalisé pour un RR à trois couches avec $\theta^i = 34^\circ$. (a) $\tilde{E}_y(\theta)$ pour des sauts de phase à chaque 4π , sans erreur ($b = 0$) et avec les erreurs $b = \pi/6$ et $b = \pi/3$; (b) Simulation par HFSS pour 45 éléments dans la direction des x et $\tilde{E}_y(\theta)$ calculé par l'équation 3.3 pour $b = \pi/6$	44
Figure 4.1	The finite array of $N_x \times N_z$ dipoles in free space.	47
Figure 4.2	Diffraction from FSS without the AGSW	49
Figure 4.3	Diffraction from FSS with the AGSW.	51

Figure 4.4	Normalized MoM far field for $N_z = 10, 17$ and 25 for $N_x = 35$ at 10 GHz, H plane.	53
Figure 4.5	Element currents of the dipoles on the middle line (line 9) of the dipole array at frequencies 7.8 GHz, 8 GHz and 10 GHz, for an angle of incidence of 45 degrees, $N_z = 17$ and $N_x = 40$	54
Figure 4.6	Current distribution using DFT and Prony's method at frequencies 7.8, 8 and 10 GHz.	55
Figure 4.7	The imaginary part of γ_{sw}^+ and $-\gamma_{sw}^-$ as a function of N_x using Prony's method for $N_z = 17$ at frequencies 7.8 and 8 GHz.	56
Figure 4.8	Far field from the 40×17 dipole array, using the MoM, Numerical diffraction taking account of the AGSW (4.3) and without taking account of the AGSW (4.2), at frequencies 7.8, 8 and 10 GHz with $D_x = 0.53\lambda_o$ and $D_z = 0.3\lambda_o$	57
Figure 5.1	xz view of reflectarray, illuminated by plane wave.	63
Figure 5.2	Elements phase shift without and with adding errors; $b = \pi/8$ and $n = 1$	64
Figure 5.3	Desired elements phase shift and local elements phase shift calculated by HFSS.	66
Figure 5.4	Phase error given by HFSS in Fig.5.3 and the periodic linear phase error $ax + b$ with $b = \pi/8$ in Fig.5.2.	67
Figure 5.5	Normalized far-field calculated using HFSS and the field given by eq. (5.9) after adding a periodic error $b = \pi/8$; $n = 1$	67
Figure 5.6	Equation (5.10) plotted versus s/π	68
Figure 5.7	Reflection phase vs dipole length L for dipole width W between 1mm and 13mm.	69
Figure 5.8	Scattered far-field given by HFSS for dipole width W between 1mm and 13mm.	70
Figure 5.9	Intensity of the desired beam and main sidelobes versus dipole width W	71
Figure 5.10	Slide of the finite x infinite reflectarray simulated using HFSS : Line 1 is at $y = 0$ and Line 2 is at $y = 6$ mm.	71
Figure 5.11	Near-field phase shift along x given by HFSS at : (Line 1, $z = \lambda/16$), (Line 2, $z = \lambda/16$), (Line 1, $z = \lambda/2$) and (Line 2, $z = \lambda/2$).	72
Figure 5.12	DFT of the near field given by HFSS at : (Line 1, $z = \lambda/16$), (Line 2, $z = \lambda/16$), (Line 1, $z = \lambda/2$) and (Line 2, $z = \lambda/2$).	73
Figure 5.13	xz view of the reflectarray, illuminated by the feed horn.	74
Figure 5.14	Directivity calculated by Feko for dipole widths W of 5mm, 9mm and 13mm.	75

Figure 5.15 Beams in directions $\theta = -34^\circ, 0^\circ$ and 34° versus dipole width W 75

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

λ, λ_o	Longueur d'onde
D_x, p_x	Taille de la cellule suivant l'axe des x
D_y, p_y	Taille de la cellule suivant l'axe des y
D_z	Taille de la cellule suivant l'axe des z
D	Taille de la cellule, dans le cas où $D_x = D_y$
N_x	Nombre d'élément suivant l'axe des x
N_y	Nombre d'élément suivant l'axe des y
N_z	Nombre d'élément suivant l'axe des z
θ	Angle à partir de l'axe des z
ϕ	Angle sur le plan xy , à partir de l'axe des x
θ^i, ϕ^i	Angles de la direction de propagation de l'onde incidente
θ_b, ϕ_b	Angles de la direction propagation du faisceau principal de l'onde réfléchie par le RR
s_x, s_y et s_z	Composantes de la direction de propagation de l'onde incidente
r_x, r_y et r_z	Composantes de la direction de propagation de l'onde réfléchie
$\Delta\phi_n$	Déphasage désirée de l'élément n dans le RR
k, k_o	Constante de propagation
d_n	Distance entre le centre de phase et l'élément n du RR
\vec{E}^C	Champ incident d'une antenne cornet
C_E, C_H	Approximation du diagramme de rayonnement du faisceau principal du cornet dans les planes E et H
E_x^R, E_y^R	Composantes du champ électrique à la surface de l'élément du RR
P_x, P_y	Transformée de Fourier des composantes E_x^R, E_y^R
Δ	Période entre les transitions du déphasage des éléments du RR
u, v	Composantes spectrales
k_{sw}	Nombre d'onde de l'onde de surface
SSF	Surface sélective en fréquences
RR	Réseau réflecteur
OSGR	Onde de surface guidée par le réseau

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Problématique

La taille et le poids des satellites ont toujours été des paramètres importants pendant la conception de ces derniers. Les premiers satellites avaient une petite taille, en partie parce que la puissance des propulseurs pour mettre des satellites en orbite était limitée et d'autre part la durée de vie des satellites était courte à cause de la limite de capacité des batteries (il n'y avait pas de panneaux solaires à bord). Entre 1965 et 1985, les pays ayant un programme spatial avancé optaient pour les satellites de grand taille, Wertz et Wiley (1999). À cette époque, l'Union Soviétique et les États-Unis ont entrepris plusieurs programmes d'exploration spatiale, dont le plus connu est bien sûr le programme Apollo ayant mené à des vols habités vers la Lune. Ainsi des propulseurs puissants ont été développés pour permettre de mettre des satellites de grande taille en orbite. Des avancées technologiques de cette époque ont révolutionné les domaines des communications et la création d'infrastructures spatiales. Il a fallu attendre après 1985, pour voir les satellites de petite taille reprendre de la valeur. Les satellites amateurs ont démontré la fiabilité de la communication numérique des satellites de petite taille. En général, parmi les facteurs qui ont permis aux petits satellites de réintégrer le marché et de prendre de la valeur, on trouve, Wertz et Wiley (1999) :

- L'accès à l'espace à faible coût ;
- Les systèmes de communications numériques de plus en plus performants.

Depuis 1990, les recherches se multiplient pour mettre en oeuvre des technologies qui permettent la réduction de la masse, de l'encombrement, de la taille et du coût des principales composantes des satellites. Particulièrement, les satellites de communication comprennent souvent plusieurs antennes de grande taille. Parmi les différents types d'architectures de communication, celle conçue pour diffuser des informations permet de transmettre et de recevoir de plusieurs stations terrestres localisées à des endroits différents sur la Terre.

En général, les satellites utilisent des antennes construites à base de réflecteurs paraboliques. La taille du réflecteur parabolique est déterminée en fonction de la taille de la zone à couvrir et de la fréquence utilisée. En effet, la largeur de faisceau à mi-puissance est donnée approximativement par $HP = \frac{k}{fD}$, où k est une constante, f est la fréquence et D est le diamètre de l'antenne. On en déduit alors que pour maintenir la même largeur de faisceau, si la fréquence change alors il faut changer le diamètre de l'antenne. Puisqu'on utilise deux

fréquences différentes, une pour la transmission et l'autre pour la réception (par exemple 20 GHz et 30 GHz), on est amené à avoir deux antennes de tailles différentes pour couvrir une seule zone de la Terre. Une antenne est utilisée pour la liaison descendante et l'autre pour la liaison ascendante. Par conséquent, plusieurs satellites se retrouvent avec un nombre important d'antennes paraboliques à bord pour communiquer avec plusieurs zones sur la Terre. Cette situation entraîne un encombrement, un poids important et donc un plus grand coût.

La combinaison de deux antennes pouvant fonctionner dans des bandes de fréquence différentes tout en maintenant la même largeur de faisceau dans chaque bande, comme illustré par la Figure 1.1, permettrait de réduire le nombre d'antennes paraboliques de moitié et ainsi d'atteindre l'objectif de réduction de la masse, du volume de rangement et du coût de la charge utile. Le déploiement des antennes sur le satellite une fois que celui-ci est en orbite s'en trouverait aussi simplifié. Cela permettra également de faciliter les manœuvres des satellites et d'accroître le champ de vision pour les instruments scientifiques.

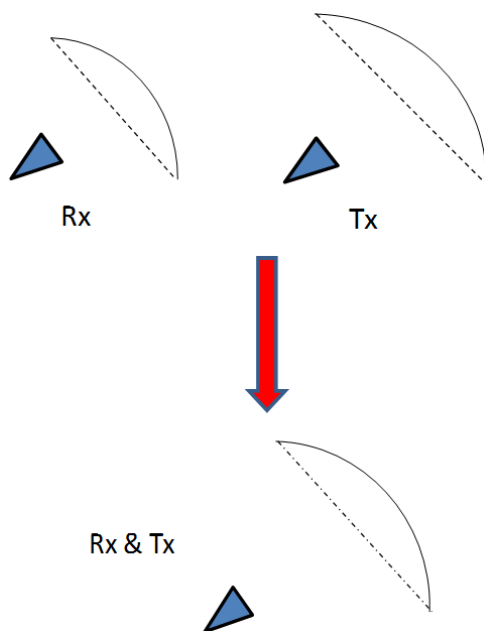


Figure 1.1 La combinaison des deux antennes

1.2 Objectifs de recherche

Afin de réduire la complexité des systèmes d'antennes bi-bandes sur les satellites, nous proposons d'étudier la possibilité d'utiliser un seul réflecteur parabolique pour les deux liaisons ascendantes et descendantes à des fréquences différentes (e.g. 20 GHz et 30 GHz). Une des solutions possibles consiste à utiliser la plus large des deux paraboles, par exemple celle

fonctionnant à 20 GHz. L'ouverture de cette antenne parabolique peut être séparée en deux zones S1 et S2, comme indiqué dans la Figure 1.2. La zone S1 est suffisamment grande pour produire un faisceau ayant la largeur voulue à la fréquence de 30 GHz. La somme des zones S1 et S2 permet de produire un faisceau de même largeur, mais à la fréquence de 20 GHz. Selon l'expression donnée plus tôt, on en déduit que le diamètre externe de la zone S2 doit être environ 1.5 fois le diamètre de la zone S1. La zone S2 est une surface qui doit être transparente à 20 GHz et doit annuler la réflexion du signal dans la direction du faisceau principal à 30 GHz. Cela devrait permettre au signal à 20 GHz d'utiliser la surface de l'antenne parabolique en entier (les deux zones S1 et S2). Par contre, à 30 GHz seuls les rayons réfléchis par la zone S1 participeront à la formation du faisceau principal de l'antenne. En effet, nous proposons un système dont la transparence varie en fonction de la fréquence, dans deux bandes différentes, pouvant être modulée spatialement afin de pouvoir les contrôler de façon indépendante et éventuellement rendre égale les largeurs des faisceaux dans les deux bandes.

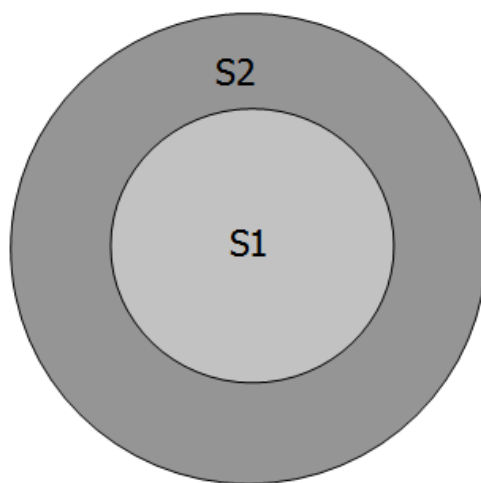


Figure 1.2 Séparation de la parabole en deux zones.

1.3 Surfaces sélectives en fréquences

Une surface sélective en fréquences (SSF) est un réseau d'éléments identiques agissant en tant que filtre pour les ondes électromagnétiques planes. Ces réseaux ont un comportement passe/coupe bande, qui dépend de l'angle d'incidence.

Une des possibilités pour réaliser les objectifs décrits à la section précédente serait de couvrir la zone S1 avec une surface transparente pour les deux fréquences, alors que la zone S2 serait couverte d'une SSF transparente à 20 GHz et opaque à 30 GHz. La Figure 1.3 donne

une illustration de cette proposition.

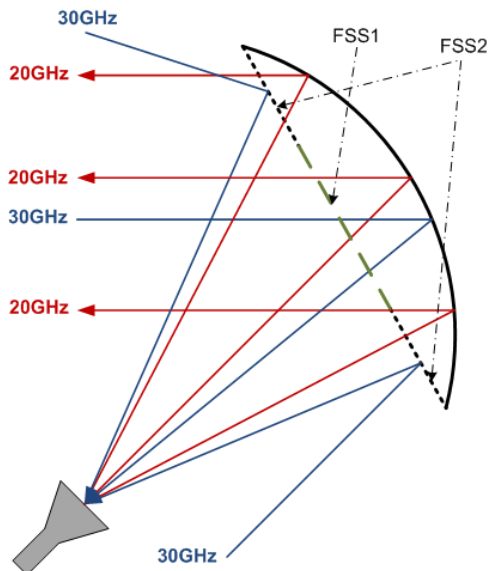


Figure 1.3 Ouverture de la parabole par deux SSF : SSF1 pour la zone S1 et SSF2 pour la zone S2

La surface sélective en fréquences SSF1 peut jouer le rôle d'un filtre spatial passe-bande dont la bande passante est assez large pour couvrir les deux bandes de fréquences, comme indiqué dans la Figure 1.4a, voir Sanphuang *et al.* (2012). Elle peut aussi être un filtre spatial passe-bande comme dans la Figure 1.4b, Salehi et Behdad (2008), ou encore elle peut ne pas être couverte par une SSF. Ainsi, S1 serait transparente à toutes les fréquences. Dans ce dernier cas, la région S1 ne serait qu'un écran diélectrique. Le drainage des charges pour réduire les risques de décharge électrostatique par le biais de motifs métalliques imprimés ne serait pas possible. Par contre la SSF2, se comportera comme un filtre passe-bande pour la bande de fréquences de 20 GHz et un filtre coupe-bande pour la bande de fréquences de 30 GHz.

Les étapes de la conception d'un filtre spatial passe-bande seront présentées dans la section 3.1, en tenant compte des caractéristiques suivantes :

- Maximiser le remplissage en métal pour réduire les risques de décharge électrostatique ;
- S'assurer que toutes les parties métalliques dans la SSF soient interconnectées afin de pouvoir drainer les charges à mesure qu'elles arrivent sur l'écran solaire ;
- SSF1 est transparente pour deux bandes de fréquences : Tx = 18-20 GHz et Rx = 28-30 GHz ;
- SSF2 est transparente pour la bande de fréquences Tx et opaque pour la bande Rx ;
- Pertes d'insertion réduites dans les bandes de fonctionnement de l'antenne ;

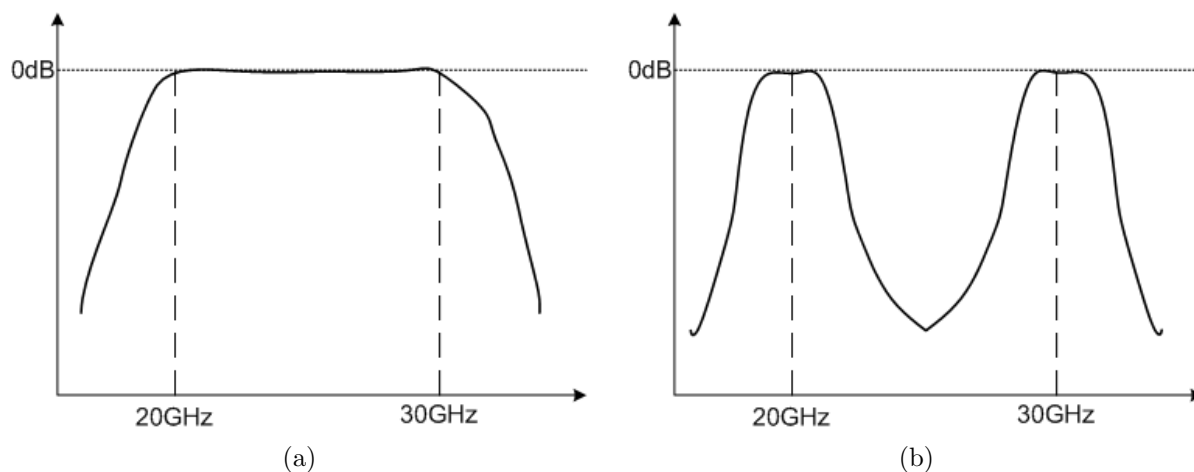


Figure 1.4 (a) Filtres passe-bande. (b) filtre passe-bandes

- Isolation élevée pour la bande 20 GHz dans le cas de la SSF2 ;

La conception d'une SSF peut être grandement facilitée si on suppose que celle-ci est de taille infinie et qu'elle est illuminée par des ondes planes uniformes. Ainsi, la modélisation est réduite à une seule cellule en considérant une solution sous forme de modes Bloch-Floquet. Dans la réalité, ces surfaces sont de tailles finies et de plus l'illumination par les cornets servant de sources primaires dans les antennes à réflecteur n'est généralement pas uniforme. Tel que décrit dans Munk (2006), le fait de tronquer une structure périodique peut mener à l'excitation d'ondes de surfaces guidées par le réseau (OSGR) à des fréquences inférieures à la fréquence de fonctionnement de la SSF. Ces ondes ne se manifestent pas dans le cas d'un réseau infini. Ainsi la SSF2, conçue pour réfléchir les ondes à 30 GHz sur une zone restreinte de l'ouverture de l'antenne, mais également illuminée par l'onde de 20 GHz, pourrait supporter des ondes de surfaces à cette fréquence. En se réfléchissant aux bords de la SSF2, ces ondes de surfaces pourraient causer des ondes diffractées, et ainsi modifier le diagramme de rayonnement de l'antenne. Ce phénomène nous a amené à développer une méthode de calcul pour prédire les champs diffractés par les bords d'une structure périodique capable de supporter des ondes de surfaces. Cette méthode est présentée au chapitre 4.

Écran solaire

Les écrans solaires jouent un rôle primordial pour protéger les antennes paraboliques. En effet, les antennes à bord d'un satellite sur une orbite géostationnaire, sont exposées à chaque jour à un cycle de rayonnement solaire. Ne bénéficiant pas de l'absorption atmosphérique, l'intensité du rayonnement pourrait mener à des cycles thermiques importants affectant les

équipements, en particulier les antennes, si des mesures adéquates ne sont pas prises. La solution utilisée est d'installer devant l'ouverture du réflecteur une surface hautement réfléchissante à la lumière. Par contre, il est clair que cet écran solaire doit, le moins possible, absorber et diffuser les ondes radiofréquences produites par l'antenne. Pour y arriver, les écrans sont composés d'un certain nombre de couches minces, légers et réfléchissants. Au moins une des deux faces est couverte d'un dépôt de vapeurs d'aluminium ou de l'or de manière à maximiser la réflexion de rayonnement thermique. Le matériau diélectrique employé est en général le substrat Mylar ou le Kapton, mais des feuilles métalliques en alliages d'aluminium ou de titane sont également utilisés. L'utilisation de couches diélectriques à la surfaces des engins spatiaux est reconnue comme une source de décharges électrostatiques. Pendant la durée de vie d'un satellite, celui-ci est exposé pendant de longues périodes au bombardement de particules chargées provenant du soleil (e.g. électrons). Lorsque ces particules sont assez énergétiques, elles peuvent pénétrer et s'accumuler dans les couches diélectriques du satellite. Après quelques années, la quantité de charge devient parfois suffisante pour causer des champs électrostatiques menant à des décharges de surface. Lorsqu'une décharge se produit au voisinage d'une antenne, et en particulier sur une couche de l'écran solaire se trouvant dans l'ouverture même d'une antenne, une impulsion électromagnétique est rayonnée. Une partie de cette énergie, lorsque captée par une antenne de réception, se retrouve dans les circuits électroniques des récepteurs, lesquels sont conçus pour recevoir des signaux extrêmement faibles. Il s'en suit alors une destruction subite de ces composants, et la perte de fonction du satellite. Afin de prévenir de tels désastres, les écrans solaires couvrant les antennes sont conçus pour être très légèrement conducteurs, de manière à pouvoir drainer les charges électrostatiques et ainsi éviter leur accumulation, tout en demeurant suffisamment transparents aux signaux radiofréquences. Il est primordial que les éventuelles surfaces S1 et S2 se comportent comme des écrans solaires, i.e. qu'ils préviennent l'accumulation dans des couches isolantes de charge statiques. On peut atteindre ce but par la conception d'une surface avec une importante couverture métallique. Les éléments métalliques de cette surface sont inter-connectés. Bien sûr, les éléments métalliques ajoutés ne doivent pas bloquer indûment les ondes émises et reçues par l'antenne. C'est en partie à ce niveau que se situe la contribution de cette thèse.

1.4 Réflecteurs réseaux

Au lieu d'utiliser des SSF, tel que décrit dans la section précédente, une autre possibilité consiste à couvrir la zone S2 par un réseau réflecteur (RR) et à laisser la zone S1 sans couverture. Ainsi, les deux bandes de fréquences seront réfléchies par cette partie de la parabole,

comme illustré par la Figure 1.5. L'objectif de ce RR est de réfléchir le signal à 30 GHz dans une direction différente de la direction de la réflexion spéculaire et de réfléchir le signal à 20 GHz dans la direction spéculaire. Ainsi, la zone du réflecteur couverte par le RR est défocalisée à 30 GHz mais demeure focalisée à 20 GHz. Un RR a la même fonction que le réflecteur parabolique, mais il est constitué d'un réseau d'éléments généralement imprimés sur une surface micro-ruban. Les phases des éléments de ce réseau sont modulées pour que le RR réfléchisse le signal dans la direction désirée. Il est très important que le RR ne perturbe pas la phase des rayons réfléchis à 20 GHz, i.e. qu'il conserve les mêmes caractéristiques de réflexion que la surface originale du réflecteur à cette fréquence.

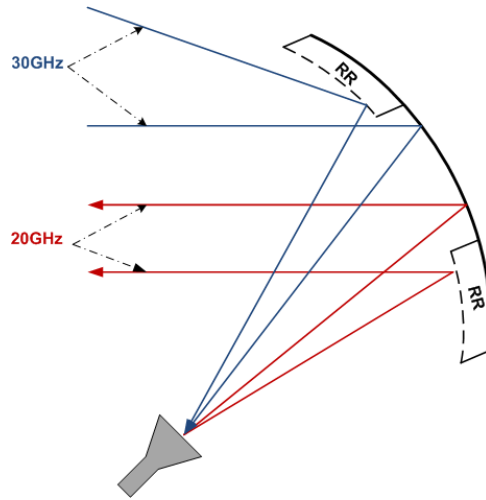


Figure 1.5 Couvrir la zone S2 par un réseau réflecteur

Dans la section 3.3, nous présenterons la conception d'un RR bi-bandes multi-couches. Lorsqu'un RR est conçu pour diriger l'onde réfléchie dans une direction autre que la direction spéculaire, il est très fréquent qu'une partie du signal est toujours envoyée dans la direction spéculaire même si le RR est conçu pour réfléchir dans une direction non-spéculaire. Le RR décrit à la section 3.3 illustrera l'apparition de cette réflexion spéculaire indésirable. La compréhension de ce phénomène demeure incomplète et insuffisante. Ainsi, nous allons proposer, au chapitre 5 de cette thèse, une étude qui nous permettra de mieux comprendre la cause de ce phénomène.

1.5 Structure de la thèse

Le chapitre suivant (chapitre 2) est subdivisé en deux sections. Une section est consacrée aux bases théoriques des surfaces sélectives en fréquences et l'autre section aux réseaux réflecteurs. Les quatre sections du chapitre 3 traiteront les démarches du travail de recherche.

Deux sections pour les études liées aux SSF et les deux autres aux études relatif aux RR. Dans la section 3.1, nous présentons les démarches de la conception d'une SSF bi-bandes. La section 3.2 donne une brève description des OSGR dans une SSF de taille finie. Puis une description des étapes de la conception d'un RR bi-bandes multicouches sont traitées dans la section 3.3. Finalement, la section 3.4 présente une étude de la réflexion dans la direction spéculaire d'un RR conçu pour réfléchir dans une direction non-spéculaire. Le chapitre 4 est constitué du premier article dans cette thèse. Il est consacré à une méthode numérique pour analyser les SSF de grandes tailles finies. D'autre part, le chapitre 5 est constitué du deuxième article, consacré à une étude approfondie de la réflexion dans la direction spéculaire d'un RR conçu pour réfléchir dans une direction non-spéculaire. Une discussion générale de l'ensemble du travail dans cette thèse est présentée dans le chapitre 6. Finalement, une conclusion est donnée au chapitre 7.

CHAPITRE 2

BASES THÉORIQUES

2.1 Les surfaces sélectives en fréquences

Le principe des surfaces périodiques dans le domaine des antennes est connu depuis longtemps et la référence la plus ancienne semble être un brevet de Marconi et Franklin (1919). Il a fallu attendre en 1960 pour que des études s'intensifient, en particulier pour répondre aux besoins des applications militaires, Munk (2000).

Les surfaces sélectives en fréquences (SSF) sont des structures présentant une périodicité selon une ou deux dimensions qui opèrent comme un filtre fréquentiel pour les ondes planes. Dans une SSF, les cellules répétées périodiquement sont identiques. En fonction du type d'élément utilisé, de ses dimensions géométriques, de la taille de la cellule élémentaire et du substrat, la SSF se comporte soit comme un filtre passe-bande, passe-haut, passe-bas ou coupe-bande.

Ces filtres ont la caractéristique de donner des réponses en coefficients de réflexion et de transmission dépendant de l'angle d'incidence et de la polarisation, Munk (2000); Pelton et Munk (1979); Tsao et Mittra (1984); Mittra *et al.* (1984); Barkeshli *et al.* (1995); Liu *et al.* (2006). Lors de la conception d'une SSF, le choix de la cellule est l'étape la plus importante. Lorsqu'on choisit un type d'élément, on pourrait avoir tendance à préférer l'élément dont la réponse en fréquence varie aussi peu que possible avec l'angle d'incidence. Toutefois, en général, pour des raisons mécaniques, les SSF doivent être imprimées sur un substrat diélectrique. Ce dernier a un effet important sur la variation de la bande passante en fonction de l'angle d'incidence, Munk (2000).

Les SSF sont souvent utilisées comme surface dichroïque dans des applications spatiales en raison de leur capacité de permettre à des signaux dans des bandes de fréquences différentes d'utiliser un seul réflecteur parabolique. En fait, dans M. L. Zimmerman et Fujikawa (1992), les auteurs illustrent bien qu'avec l'utilisation des SSF, qui réfléchissent à certaines fréquences et transmettent à d'autres, il est possible d'avoir plusieurs fréquences de communication avec la Terre en utilisant un seul réflecteur parabolique. Cependant, comme nous l'avons expliqué au chapitre 1, ces signaux de différentes fréquences ne permettent pas de couvrir la même zone sur la Terre en utilisant une seule parabole.

En général, lors de la conception d'une SSF, trois points doivent être pris en compte avec soin pour s'assurer d'atteindre des objectifs fixés : la bande passante ; l'apparition des lobes

discordants et la stabilité de la fréquence de résonance avec l'angle d'incidence.

2.1.1 Types d'éléments

La forme et la taille de l'élément à utiliser pour la conception d'une SSF influenceront la bande passante, le niveau de la contre polarisation et la stabilité de la fréquence de résonance en fonction de l'angle d'incidence. Une analyse assez détaillée de plusieurs types éléments est présentée dans Munk (2000). En respectant la même classification que dans la Figure 2.1 (tirée de Munk (2000)), nous citons quelques références à des travaux qui ont porté sur certains éléments, parmi les plus connus.

1. Éléments connectés au centre; Quelques-uns de ces éléments sont :
 - Croix de dipôles, Pelton et Munk (1979); Agrawal et Imbriate (1979);
 - Croix de Jerusalem, Tsao et Mittra (1984);
 - Tripôles, Pelton et Munk (1974);
2. Éléments en boucles :
 - En croix ou triangulaires, Munk (1974);
 - Anneaux, Huang *et al.* (1994);
 - Boucles carrées, Langley et Parker (1983); Lee et Langley (1970);
3. Éléments solide (ou de type "patch") :
 - Patches circulaires, Chen (1973);
 - Patches rectangulaires, Chen (1985);
4. Éléments combinés, exemple l'élément à droite dans groupe 4, de la Figure 2.1, Pelton (1978).

La taille des éléments et la façon dont ils sont disposés dans le réseau jouent un rôle important pour la stabilité du SSF avec l'angle d'incidence. En effet, pour améliorer la stabilité de la SSF, il faut que la taille de la cellule soit inférieure à la moitié de la longueur d'onde à la fréquence de fonctionnement. Dans cette optique, les éléments du groupe 2 constituent un choix intéressant, du fait que la taille de ces éléments est généralement inférieure à la moitié de la longueur d'onde. Wu (1995) a comparé sept éléments et il a conclu que l'élément boucle carrée est le plus stable lorsque l'angle d'incidence varie, présente un niveau de contre polarisation le plus bas et a une bande passante plus large.

2.1.2 Bande passante

La bande passante de l'élément est un bon point de départ lors de la conception d'une SSF à large bande. Pour augmenter la bande passante de la SSF, il est important d'essayer

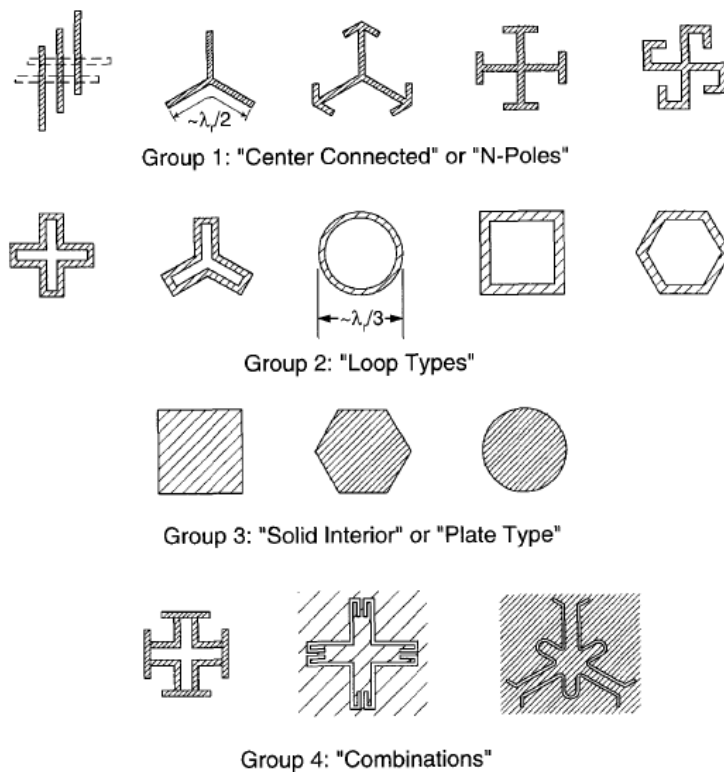


Figure 2.1 Les quatre groupes de types d'éléments d'une SSF, d'après Munk (2000).

d'arranger les éléments plus proches les uns des autres, Schneider et Munk (1994). Nous pouvons atteindre cet objectif en choisissant des éléments qui permettent de minimiser la taille de la cellule.

La bande passante d'une SSF coupe-bande ou passe-bande peut aussi être élargie en mettant deux SSF en parallèle (une SSF en face de l'autre), Munk (1978). En choisissant la distance entre les deux surfaces soigneusement, cette technique permet d'aplatir et d'élargir la courbe du coefficient de réflexion (ou du transmission) dans la bande de fréquences de fonctionnement. En plus, dans ce cas, le coefficient de réflexion (ou de transmission) tombe brusquement aux limites de bande.

2.1.3 Substrat diélectrique

Dans le cas de la technologie micro-ruban, le substrat diélectrique est utilisé comme support mécanique des motifs métalliques imprimés. En plus, le substrat joue un rôle important pour stabiliser la fréquence de résonance en fonction de l'angle d'incidence. Lee (1971), Munk (1978) et Callaghan *et al.* (1991) ont montré que la stabilité de la fréquence de résonance s'améliore quand on met la SSF en sandwich entre deux substrats diélectriques.

En plus, la fréquence de résonance diminue rapidement quand l'épaisseur du substrat diélectrique augmente, Callaghan *et al.* (1991); Wu (1995). Si le substrat est d'un seul côté de la SSF, la fréquence de résonance est quelque part entre f_0 et $f_0/\sqrt{(\epsilon_r + 1)/2}$, où f_0 est la fréquence de résonance du réseau sans diélectrique. Alors que, si on utilise deux substrats identiques un de chaque côté de la SSF, la fréquence de résonance se situe entre f_0 et $f_0/\sqrt{\epsilon_r}$ dépendant de l'épaisseur du substrat.

2.1.4 Lobes discordants

Si on suppose que la SSF est dans le plan xy et que la direction de propagation de l'onde incidente est

$$\hat{s} = \hat{x}s_x + \hat{y}s_y + \hat{z}s_z \quad (2.1)$$

où $s_x = -\sin(\theta)\cos(\phi)$, $s_y = -\sin(\theta)\sin(\phi)$ et $s_z = -\cos(\theta)$, alors la direction de propagation de l'onde dispersée par la SSF est

$$\hat{r}_{\pm} = \hat{x}r_x + \hat{y}r_y \pm \hat{z}r_z \quad (2.2)$$

où $r_x = s_x + n\frac{\lambda}{D_x}$, $r_y = s_y + m\frac{\lambda}{D_y}$, $r_z^2 = 1 - r_x^2 - r_y^2$ et, D_x et D_y représentent les périodes du réseau selon les directions x et y , respectivement.

Donc, nous pouvons en déduire que :

– si $r_x^2 + r_y^2 \leq 1$ (r_z est réel),

$$r_z = \sqrt{1 - r_x^2 - r_y^2} \quad (2.3)$$

– si $r_x^2 + r_y^2 \geq 1$ (r_z est imaginaire),

$$r_z = \pm j\sqrt{r_x^2 + r_y^2 - 1} \quad (2.4)$$

Quand les entiers n et m sont nuls, nous avons que $r_z = s_z$ et les ondes dispersées par la SSF sont suivant la direction de réflexion spéculaire ($\hat{r}_- = \hat{x}s_x + \hat{y}s_y - \hat{z}s_z$); et suivant la direction de l'onde incidente ($\hat{r}_+ = \hat{s} = \hat{x}s_x + \hat{y}s_y + \hat{z}s_z$).

Si r_z est imaginaire quelque soit n et m non nuls, alors tous les modes correspondent à des ondes évanescentes. Dans ce cas, aucun lobe discordant ne se propagera. Par compte, si r_z est réel lorsque m , n ou les deux sont non nuls, alors le mode correspondant se propage et nous assistons à l'apparition des lobes discordants.

Prenons le cas simple où $\phi = 0^\circ$, c'est-à-dire lorsque le vecteur d'onde de l'onde incidente est parallèle au plan xz . Les directions de propagation des ondes dispersées sont données par $r_x = -\sin(\theta) + n\frac{\lambda}{D_x}$ et $r_z^2 = 1 - (-\sin(\theta) + n\frac{\lambda}{D_x})^2$. Pour éviter l'apparition des lobes

discordants, il suffit de s'assurer que r_z^2 est négatif quel que soit l'entier non nul n pour tous les angle θ entre 0° et 90° . Il suffit donc d'avoir

$$\frac{D_x}{\lambda} < \frac{1}{1 + \sin(\theta)} \quad (2.5)$$

2.2 Théorie des réseaux réflecteurs

Dans le Chapitre 1, nous avons illustré qu'une des possibilités pour combiner les deux antennes paraboliques Tx et Rx en une seule consiste à laisser la zone S1 sans couverture et de couvrir la zone S2 par un réseau réflecteur (RR), comme dans la Fig.1.5. Les caractéristiques du RR sont différentes dans les deux bandes de fréquence : le signal dans la bande de 30 GHz doit être redirigé loin de la direction spéculaire et celui dans la bande de 20 GHz, doit être réfléchi dans la direction spéculaire.

Un RR est constitué d'éléments rayonnants dont la phase de chaque élément est pré-ajustée pour former un faisceau étroit dans une direction désirée. Depuis les premières publications sur les RR telles que Duniham *et al.* (1961) et Berry *et al.* (1963), des études se sont succédées afin d'améliorer le rendement de ces derniers. De nombreux chercheurs ont proposé des RR dans une technologie microruban en tant que futures antennes à gain élevé, Huang (1991); Pozar et Metzler (1993); Huang et Pogorzelski (1998); Encinar (2001). Ces RR présentent l'avantage d'être plus simples à fabriquer, moins dispendieux, et ils ont une faible masse par rapport à une antenne parabolique, Huang et Encinar (2008). Le désavantage de ces RR est principalement leur bande passante relativement faible en comparaison avec une antenne parabolique. En plus, les éléments d'un RR engendrent des pertes qui ne sont pas présentes dans une antenne parabolique, et génèrent de la contre-polarisation, en particulier pour les éléments situés loins des plans principaux (e.g. plan E et plan H) du système.

Nous pouvons distinguer trois méthodes pour varier la phase des éléments d'un RR.

- La première méthode consiste à utiliser des éléments patches imprimés identiques et chaque élément est muni d'une ligne de déphasage, Figure 2.2a. La longueur de cette ligne permet d'ajuster la phase de l'élément, Huang (1991);
- La deuxième méthode consiste à utiliser des éléments patches imprimés de tailles variables, Figure 2.2b. L'ajustement de la phase de chaque élément se fait en fonction de la taille de ce dernier, Pozar et Metzler (1993);
- La troisième méthode est dédiée uniquement à la polarisation circulaire. On utilise des éléments de même taille et de même forme. Comme illustré dans la Figure 2.2c, la phase de chaque élément est ajustée en fonction de l'angle de rotation de ce dernier, Huang et Pogorzelski (1998).

Dans ce qui suit, nous allons considérer la deuxième méthode, utilisant des éléments à tailles variables.

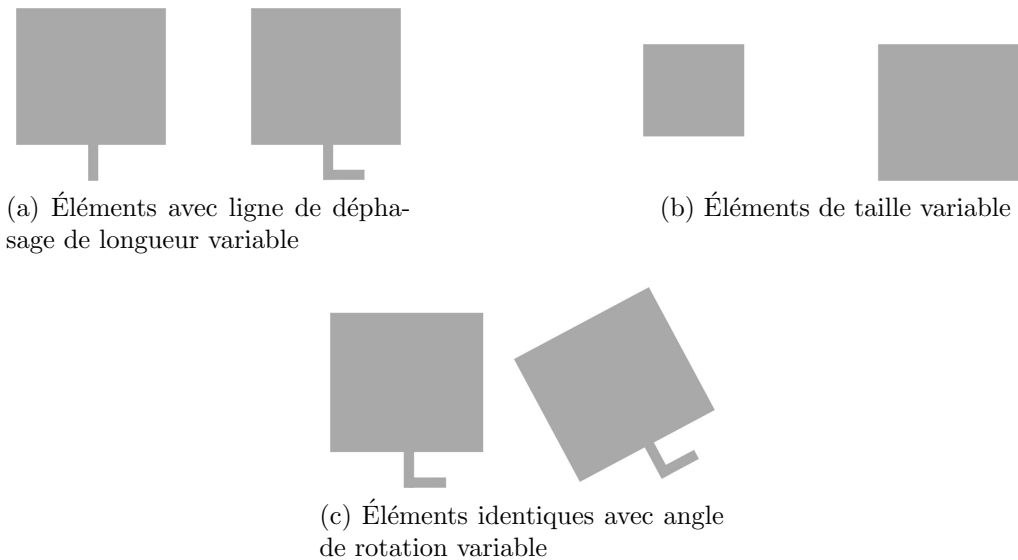


Figure 2.2 Différentes méthodes pour ajuster la phase des éléments d'un RR.

2.2.1 Conception d'un RR

Lors de la conception d'un RR, on commence par choisir le type d'éléments à utiliser. Ensuite, on calcule la phase de cet élément en fonction de sa taille. Normalement, pour calculer la phase d'un élément, il faut tenir compte de son couplage mutuel avec tous les éléments de son voisinage. Puisque les éléments d'un RR n'ont pas la même taille, tenir compte de ce couplage mutuel nécessiterait de très longs calculs. Ainsi pour estimer la variation de la phase en fonction de la taille de l'élément, on suppose que l'élément est entouré d'éléments de même taille en formant un réseau infini et que le réseau est illuminé par une onde plane. Cette approximation nous permet de réduire le problème à l'analyse d'une seule cellule en utilisant les modes de Floquet. La courbe de la variation de la phase de l'élément en fonction de taille s'appelle en général la courbe caractéristique S, ou "S curve" en anglais.

La deuxième étape de la conception d'un RR consiste à calculer le déphasage nécessaire causé par chaque élément pour réfléchir l'onde incidente, généralement sphérique, dans la direction désirée, en fonction de la position de cet élément dans le réseau. Ce déphasage dépend aussi de la position de la source primaire d'ondes sphériques par rapport au RR, Fig.2.3. La plupart du temps la source primaire est mise en oeuvre par une simple antenne cornet, laquelle possédant un centre de phase généralement fixe dans la bande d'opération

du RR. Supposons que θ_b et ϕ_b sont les angles qui déterminent la direction suivant laquelle nous désirons envoyer le signal réfléchi, et que d_n est la distance qui sépare le centre de phase du cornet et l'élément n . Alors, le déphasage de chaque élément n est donné par :

$$\Delta\Phi_n = k_0 d_n - k_0 x_n \sin(\theta_b) \cos(\phi_b) - k_0 y_n \sin(\theta_b) \sin(\phi_b) \quad (2.6)$$

où k_0 est la constante de propagation dans le vide, x_n et y_n sont les coordonnées de la position de l'élément n dans le réseau.

Une fois ce déphasage $\Delta\Phi_n$ calculé, la taille de l'élément n est déterminée en utilisant la courbe caractéristique S.

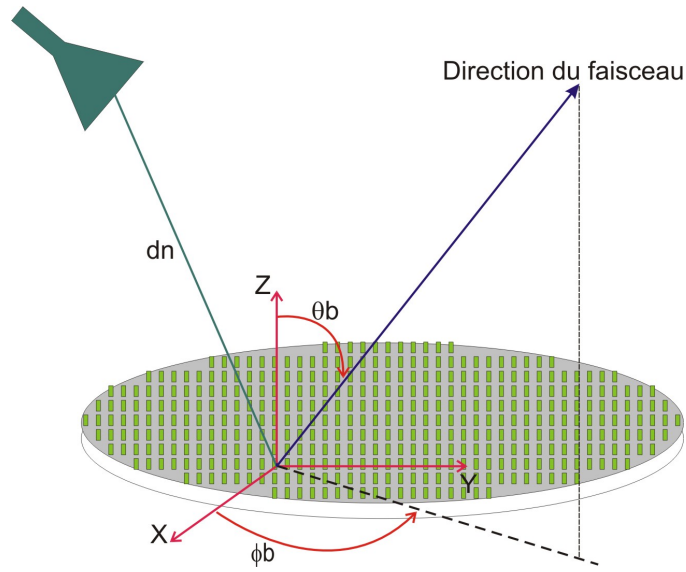


Figure 2.3 Représentation géométrique d'un RR

2.2.2 La bande passante

Les RR sont connus pour leur bande passante limitée en comparaison aux réflecteurs paraboliques. Cet inconvénient est attribué à deux facteurs. D'une part, la surface plane des RR introduit des retards de phases dus au fait que le déphasage associé aux trajets des signaux réfléchis ne sont pas constants, Pozar (2003); Huang (1995). Une des solutions pour contrer ce problème est d'utiliser des RR multi-facettes. Ces RR sont construits de sorte à avoir une forme plus proche à la parabole, Roederer (2002). Évidemment cette approche va à l'encontre de l'objectif de réduction de volume du RR et elle est à éviter autant que possible.

Le deuxième facteur limitant la bande passante du RR est la bande passante de l'élément lui-même. En général, on utilise des patches imprimés sur un substrat diélectrique. Cette

limitation de la bande passante des patches imprimés se traduit par une courbe caractéristique (courbe S) fortement non-linéaire en fonction de la taille de l'élément. Cette courbe présente, une petite région linéaire dont la variation de la phase est assez rapide, et deux régions aux extrémités de la courbe dont la variation de la phase est assez lente. La zone à variation rapide fait en sorte que les performances du RR seront très sensibles aux erreurs de fabrication et aux petites variations de fréquence. Généralement les cellules de RR qui ont un tel comportement peuvent difficilement atteindre la plage de déphasage requise de 360 degrés.

Plusieurs efforts ont été faits pour surmonter cette difficulté. Une des propositions est d'utiliser des substrats épais pour améliorer la bande-passante, Pozar *et al.* (1997). Encinar (2001) propose l'utilisation des RR à deux couches pour obtenir une bande passante de 16.7 % pour une variation de gain tolérée de 1.5 dB. Dans Encinar et Zornoza (2003), on propose un RR à trois-couches dont la stabilité du gain en fonction de la fréquence est optimisée. Une bande passante de 10 % est obtenue pour une variation de gain tolérée de 5 dB. D'autres travaux ont permis d'améliorer la bande passante des RR en utilisant une seule couche de métallisation. Chaharmir *et al.* (2006b) obtiennent une bande passante de 9 %, pour une variation de gain tolérée de 1 dB, en utilisant des éléments avec deux boucles carrées concentriques. Krachodnok et Wongsan (2007) proposent des éléments patches carrés avec des ouvertures en croix au milieu pour obtenir une bande passante de 10 % pour une variation de gain tolérée de 1.5 dB. Chaharmir *et al.* (2006a) obtiennent la même bande passante, pour une variation de gain tolérée de 1 dB, avec deux cartes en forme de croix. Chaharmir *et al.* (2010a) utilisent des cadres ouverts en croix et carrés pour atteindre 12 % de la bande passante pour une variation de gain tolérée de 1 dB. Bui *et al.* (2012) proposent l'utilisation de deux cadres carrés en variant deux paramètres géométriques pour obtenir la courbe caractéristique de l'élément (courbe S). Les deux paramètres géométriques utilisés sont la taille du cadre extérieur et le rapport entre la taille du cadre intérieur sur celle du cadre extérieur. Avec cette technique, ils ont obtenu une bande passante de 17 % pour une variation de gain tolérée de 1 dB. Moustafa *et al.* (2011); Adel et Hammad (2012) proposent l'utilisation des cellules appelées "Phoenix". Ces cellules sont faites d'une ouverture carrée à l'intérieur de laquelle on introduit un cadre métallique carré. La courbe caractéristique de cet élément est obtenue en variant la taille de ce cadre carré métallique à l'intérieur de l'ouverture. La bande passante pour laquelle les cellules ont une dispersion de 30° GHz est estimée à 18 %. Chaharmir et Shaker (2008) proposent un élément constitué d'un cadre en croix à l'intérieur duquel on insère deux cadres rectangles (l'un à l'intérieur de l'autre), voir la Figure 2.4. Cette structure donne une bande passante de 24 % pour une variation de gain tolérée de 1 dB. Dernièrement, Tienda *et al.* (2013) ont fait la conception de deux RR : un RR de deux couches utilisé comme sous-réfecteur et l'autre est le RR principal d'une couche.

Cette structure a permis d'atteindre 20 % de la bande passante pour une variation de gain tolérée de 2.5 dB.

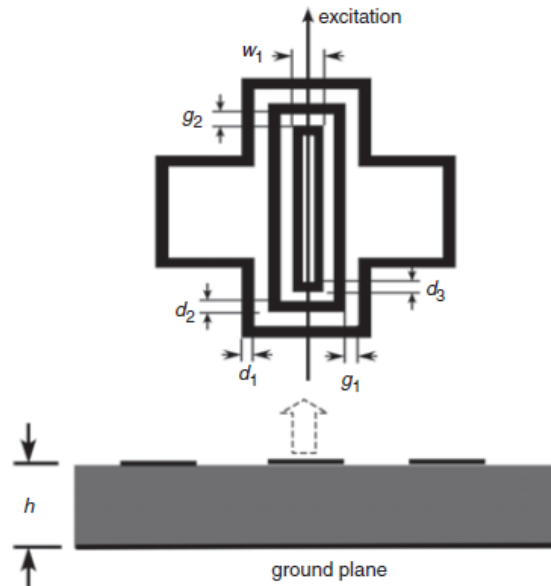


Figure 2.4 Un cadre en croix à l'intérieur duquel on insère deux cadres rectangles, l'élément proposé dans Chaharmir et Shaker (2008)

2.2.3 RR multi-bandes

Comme indiqué dans la section précédente, les RR sont connus pour leur faible bande passante par rapport aux antennes paraboliques. Malgré que des recherches récentes, Chaharmir et Shaker (2008) et Tienda *et al.* (2013) ont montré qu'on peut dépasser 20 % de bande passante, des difficultés supplémentaires se présentent quand on veut faire opérer un RR à deux bandes de fréquences (ou plus) assez loin l'une de l'autre. Par exemple, Shaker *et al.* (2000) proposent une structure 'Cassegrain' pour un RR plane qui fonctionne pour deux bandes de fréquences, 20 GHz et 30 GHz ; la bande de 20 GHz pour la réception et celle de 30 GHz pour la transmission. La difficulté quand on utilise une seule surface pour deux bandes de fréquences est de pouvoir aménager l'espace pour deux groupes d'éléments ; un groupe fonctionne à 20 GHz et l'autre à 30 GHz. Les auteurs de ce travail ont été contraints d'utiliser des dipôles minces pour la bande de 30 GHz. Ainsi, ils ont obtenu une grande perte en gain dans cette bande de fréquences par rapport à la bande de 20 GHz. Une solution à cet inconvénient serait d'utiliser plusieurs couches de RR, dont chaque couche est réservée à une bande de fréquences. Les auteurs de Wu *et al.* (1995) présentent un RR bi-bandes avec deux couches. Puisque les éléments fonctionnant à basse fréquence ont généralement une plus

grande taille, ces derniers sont placée dans la couche inférieure. Ils ne feront donc pas obstruction aux signaux des bandes de fréquences les plus hautes. Ainsi, le RR de la bande de fréquences la plus haute est dans la couche la plus en haut. On peut inverser la position des deux RR, si on s'assure que la couche supérieure présente une faible couverture en métal. En effet, Zawadzki et Huang (2003) présente un RR avec deux couches ; les éléments de la couche supérieure sont des croix pour la basse fréquence et ceux de la couche inférieures sont des éléments patchs carrés pour la haute fréquence. La Figure 2.5 présentée dans Huang et Encinar (2008) donne un aperçu de ce RR. Dans ces modèles une difficulté pourra se présenter si les deux bandes de fréquences ne sont pas assez loin l'une de l'autre. Dans ce cas, il serait donc possible que les éléments de plus petite taille de la couche inférieure soient excités à des fréquences incluses dans la bande passante la plus haute. D'une part, pour remédier à ce problème, on peut faire la conception du RR de la couche supérieure de notre antenne en s'assurant que le RR inférieur se comporte comme réflecteur pour ce dernier. D'autre part, Chaharmir *et al.* (2010b) proposent comme solution l'utilisation d'une SSF comme réflecteur de la couche supérieure. Cette SSF est conçue de sorte qu'elle soit transparente dans la bande de fréquences basse et opaque dans la bande de fréquences haute.

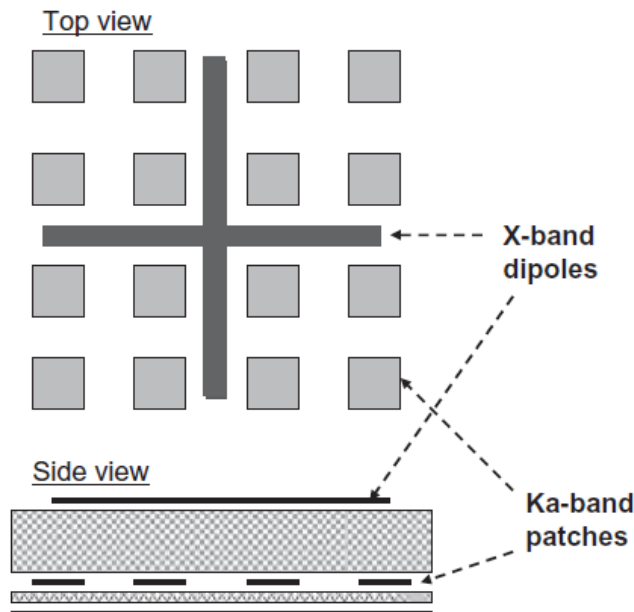


Figure 2.5 Le RR de basse fréquence en haut du RR de la haute fréquence présenté dans Huang et Encinar (2008)

2.2.4 Estimation du diagramme de rayonnement

Après avoir déterminé la courbe caractéristique S de l'élément à utiliser pour la conception du RR et calculé le déphasage de chaque élément en utilisant l'équation 2.6, il est possible d'estimer le diagramme de rayonnement du réseau en utilisant la transformée de Fourier du champ électrique réfléchi par la surface du RR.

Le champ incident produit par l'antenne cornet à la surface de chaque élément est calculé par l'une des expressions suivantes, dans le système de coordonnées du cornet, Lo et Lee (1993); Huang et Encinar (2008) :

- si la polarisation est suivant l'axe Ox,

$$\vec{E}^C(\theta, \phi) = \frac{jke^{-jkr}}{2\pi r} [\hat{\theta}C_E(\theta) \cos(\phi) - \hat{\phi}C_H(\theta) \sin(\phi)] \quad (2.7)$$

- si la polarisation est suivant l'axe Oy,

$$\vec{E}^C(\theta, \phi) = \frac{jke^{-jkr}}{2\pi r} [\hat{\theta}C_E(\theta) \sin(\phi) + \hat{\phi}C_H(\theta) \cos(\phi)] \quad (2.8)$$

C_E et C_H sont des approximations du diagramme de rayonnement normalisé du faisceau principal de l'antenne cornet dans les plans E et H, respectivement :

$$C_E(\theta) = \cos^{q_E}(\theta) \quad (2.9)$$

$$C_H(\theta) = \cos^{q_H}(\theta) \quad (2.10)$$

Après avoir transformé l'équation 2.7 ou 2.8 (dépendant de la polarisation), dans le système de coordonnées cartésiennes du cornet, il faut écrire cette équation dans le système de coordonnées cartésiennes du RR. Une telle transformation est bien décrite dans Rahmat-Samii (1979). Nous obtenons alors les composantes tangentielles, $E_x^R(x, y)$ et $E_y^R(x, y)$, du champ électrique à la surface de chaque élément du RR. Le champ réfléchi par le RR dans une zone lointaine est approximé par les deux composantes suivantes, Stutzman et Thiele (1998) :

$$E_\theta = \frac{jke^{-jkr}}{2\pi r} (P_x \cos(\phi) + P_y \sin(\phi)) \quad (2.11)$$

$$E_\phi = \frac{jke^{-jkr}}{2\pi r} \cos(\theta) (P_y \cos(\phi) - P_x \sin(\phi)) \quad (2.12)$$

où P_x et P_y sont des transformées de Fourier des composantes $E_x^R(x, y)$ et $E_y^R(x, y)$, respectivement :

$$P_x(u, v) = \iint_{RR} E_x^R(x, y) e^{jk_o(ux+vy)} dx dy \quad (2.13)$$

$$P_y(u, v) = \iint_{RR} E_y^R(x, y) e^{jk_o(ux+vy)} dx dy \quad (2.14)$$

$u = \sin(\theta) \cos(\phi)$ et $v = \sin(\theta) \sin(\phi)$.

Après quelques manipulations, les formes intégrales 2.13 et 2.14 peuvent être exprimées sous la forme suivante, Huang et Encinar (2008) :

$$P_{x/y}(u, v) = K D_x D_y \text{sinc}\left(\frac{k_o u D_x}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{k_o v D_y}{2}\right) K_{x/y} \quad (2.15)$$

$$K = e^{-j \frac{k_o}{2} [u(N_x-1) + v(N_y-1)]} \quad (2.16)$$

$$K_{x/y} = \sum_{m=0}^{N_x-1} \sum_{n=0}^{N_y-1} A_{x/y}(m, n) e^{j \Phi_{x/y}} e^{j k_o [um D_x + vn D_y]} \quad (2.17)$$

où

- N_x et N_y sont les nombres d'éléments suivant les axes Ox et Oy, respectivement ;
- D_x et D_y sont les distances entre deux éléments voisins suivant les axes Ox et Oy, respectivement ;
- $A_{x/y}(m, n)$ et $\Phi_{x/y}(m, n)$ sont l'amplitude et la phase du champ électrique à la surface de l'élément (m, n) . On considère que le champ réfléchi est uniforme sur toute la surface de chaque élément, ce qui explique la présence des facteurs d'éléments de forme sinus cardinal dans l'équation 2.15.

CHAPITRE 3

CONTRÔLE DU FAISCEAU D'ANTENNES À RÉFLECTEURS PARABOLIQUES À L'AIDE DE SURFACES IMPRIMÉES

L'objectif de notre travail est d'étudier la possibilité d'utiliser un seul réflecteur parabolique pour la réception et la transmission sur une même zone de couverture à des fréquences différentes. Nous proposons d'utiliser une antenne parabolique de taille suffisante pour produire le faisceau de largeur désirée à la plus basse des deux fréquences, et de séparer sa surface en deux zones S1 et S2, comme illustré dans la Figure 1.2.

Nous allons commencer par étudier la possibilité de couvrir les surfaces S1 et S2 par des SSF. Dans la section 3.1, nous proposons la conception d'une SSF bi-bandes pour couvrir la zone S1, en s'assurant que les motifs métalliques de cette SSF soient interconnectés. L'interconnexion du métal permettra à cette surface de mieux drainer les charges électriques et ainsi réduire le risque de décharges électrostatiques. Dans cette section nous allons analyser les SSF en supposant qu'ils forment des réseaux infinis. Ainsi, cette étude est simplifiée à une cellule en utilisant le théorème de Floquet. Les résultats de simulation montrent l'apparition des fluctuations brusques dans le coefficient de transmission de la SSF dû aux ondes de surfaces. Ces ondes de surfaces sont excitées par des modes d'ordres supérieurs. Nous réalisons alors l'importance de pouvoir tenir compte dans ce type d'analyse de toutes ces ondes de surfaces qui peuvent être excités dans une SSF. Un autre type d'onde de surface guidé par le réseau (OSGR) se manifeste uniquement dans des réseaux finis. En fait, ces ondes sont excitées par les diffractions aux extrémités de la SSF. Elles n'apparaissent donc jamais lorsque le réseau est supposé infini. Une brève description de ces OSGR est donnée à la section 3.2. Dans le but de pouvoir tenir compte de ces ondes de surfaces, nous présentons une contribution aux méthodes numériques pour la modélisation d'une SSF finie. Cette contribution constitue le chapitre 4.

D'autre part, une autre possibilité pour atteindre notre objectif est de laisser S1 sans couverture et de couvrir S2 par un RR bi-bandes. Ce réseau a comme rôle d'une part de se comporter comme un réflecteur parabolique pour la bande de fréquences basses (e.g. la bande de transmission sur un satellite) et, d'autre part, de réfléchir le signal vers une direction autre que la direction de réflexion spéculaire pour la bande de fréquences élevées. Dans la section 3.3, nous présentons les étapes de la conception d'un RR bi-bandes multi-couches. Les mesures de ce RR montrent que, même si le RR est conçu pour diriger le signal dans une direction non-spéculaire, une partie de ce signal est toujours réfléchi dans la direction

spéculaire. C'est un phénomène connu mais qui n'a pas été assez étudié pour comprendre ses origines. Dans la section 3.4, nous aborderons une approche analytique pour essayer de comprendre le comportement de ce phénomène. Le chapitre 5 présente une étude plus approfondie de cette réflexion dans la direction spéculaire pour un RR conçu pour envoyer le signal dans une direction non-spéculaire.

3.1 Conception d'une surface sélective en fréquences bi-bandes

Une surface sélective en fréquences (SSF) est un réseau composé de cellules identiques de manière à former un filtre spatial en fréquence. Ce filtre a la caractéristique de donner des réponses en coefficients de réflexion et de transmission dépendant de l'angle d'incidence et la polarisation, Pelton et Munk (1979); Tsao et Mittra (1984); Mittra *et al.* (1984); Barkeshli *et al.* (1995); Munk (2000) et Liu *et al.* (2006). Il a été expliqué au chapitre 1 que, lors de la conception d'une SSF, le choix de la cellule peut être l'étape la plus importante.

Au chapitre 1, il est mentionné que, pour remplacer l'écran solaire dans la zone S1, l'ouverture de cette zone peut être couverte par la surface sélective en fréquences SSF1 et tout le métal dans cette surface est interconnecté. Cette surface jouera le rôle d'un filtre spatial passe-bande pour les deux bandes de fréquences 20 GHz et 30 GHz, comme indiqué dans la Figure 1.4b. Dans cette section, nous allons étudier la conception de ce type de SSF en s'assurant que les caractéristiques suivantes sont satisfaites :

- Maximiser le remplissage en métal pour réduire les risques de décharge électrostatique ;
- S'assurer que toutes les parties métalliques dans la SSF sont interconnectées afin de pouvoir drainer les charges électrostatiques à mesure qu'elles arrivent sur la SSF.

Pour réaliser un filtre passe-bande, nous pouvons utiliser une surface métallique perforée par des ouvertures carrées ou circulaires, Chen (1973). Cependant, la taille de ce type d'éléments représente une fraction importante de la longueur d'onde. Par conséquent, ces SSF sont plus sensibles aux variations de angle d'incidence. Chen (1973) a observé que *Plus l'angle d'incidence augmente, plus la fréquence de résonance et la bande passante diminuent par rapport à celles obtenues à l'incidence normale.* Dans Wu (1995) et Munk (2000), les auteurs montrent que l'utilisation d'une ouverture cadre carrée au lieu d'une ouverture carrée permet de remédier à ce problème. Ainsi, pour la conception d'une SSF bi-bandes, nous avons choisi comme point de départ la cellule avec deux ouvertures cadres carrées utilisée dans Wu (1994). Cette cellule est présentée dans la Figure 3.1a. Pour assurer la connexion du métal sur la surface de la structure périodique, nous proposons une modification de la cellule comme indiquée dans la Figure 3.1b. Le choix des dimensions des ouverture de cette structure est fait en se basant sur une optimisation paramétrique. Une structure semblable à

celle-ci est étudiée dans Martynyuk et Lopez (2001), mais des motifs circulaires à simple ouverture sont utilisés au lieu des cadres carrés. Dans la Figure 3.1, le cadre extérieur constitue un filtre passe-bande de la plus basse bande de fréquences et le cadre intérieur est un filtre passe-bande pour la bande de fréquences la plus élevée.

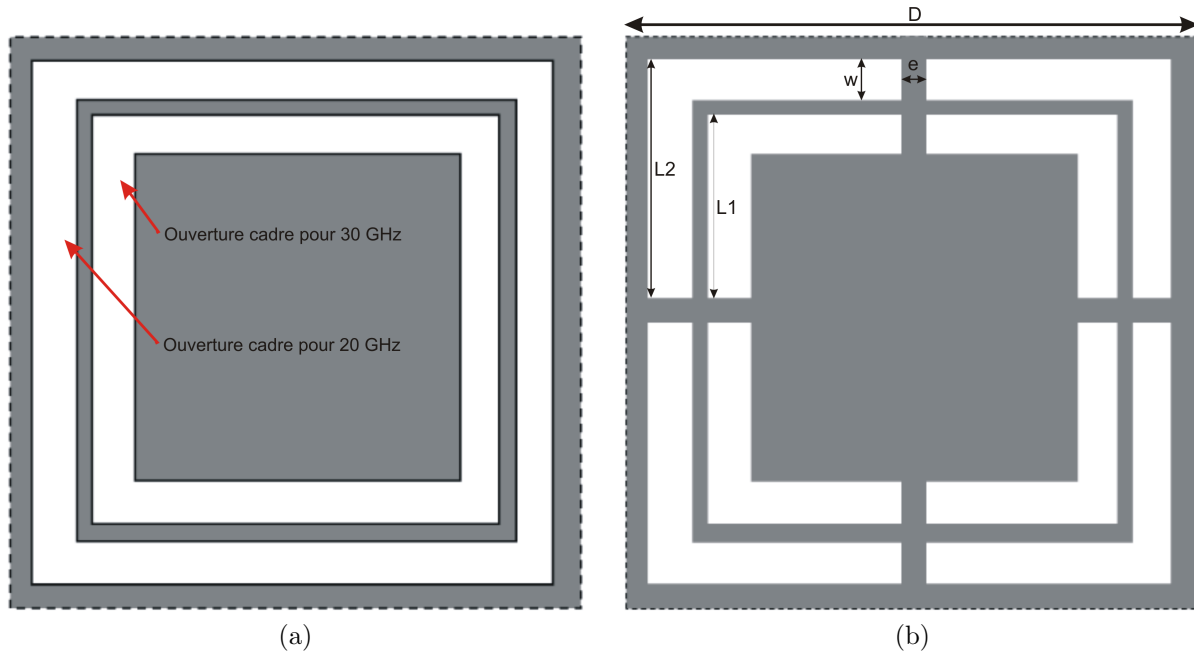


Figure 3.1 La cellule d'un filtre bi-bandes (a) sans interconnexion du métal et (b) avec interconnexion du métal. Les traits hachurés en périphérie indiquent les frontières de la cellule élémentaire dans le réseau périodique. Les dimensions sont : $L1=2.75\text{mm}$, $L2=3.75\text{mm}$, $w=0.7\text{mm}$ et $e=0.6\text{mm}$.

Comme support mécanique de la SSF, nous avons choisi un substrat de polyimide ayant comme propriétés électriques $\epsilon_r = 3.4$ et $\tan(\delta) = 0.002$. Pour la structure de la Figure 3.1b, l'épaisseur du substrat utilisé est 25,4 micromètres. Ce substrat est recouvert d'une couche de cuivre sur ses deux faces. On utilise la gravure chimique pour dissoudre complètement une des deux faces, puis graver les motifs désirés sur la face restante. Ce type d'élément peut donner une taille de cellule supérieure à la moitié de la longueur d'onde à la fréquence de 30 GHz. Plus spécifiquement, pour obtenir des résonances autour des fréquences 20 GHz et 30 GHz, la dimension D de la cellule est d'environ 8.7mm (la longueur d'onde dans l'air à 30 GHz est 10mm). Selon la théorie des structures périodiques, une telle dimension entraîne l'apparition des lobes discordants (Grating lobes) à 30 GHz, pour un angle d'incidence de 8.6° , en utilisant l'équation 2.5.

La Figure 3.2 montre le coefficient de transmission pour la polarisation TE d'une SSF de

taille infinie simulé avec la méthode des moments à l'aide du logiciel *Ansys Designer* pour une SSF composée de cellules de la Figure 3.1b, avec $D = 8.7\text{mm}$. Nous remarquons qu'il y a bien une transmission totale près des fréquences désirées. Autour de 20 GHz, on observe également que le coefficient de transmission varie peu lorsque l'angle d'incidence augmente. On note aussi quelques perturbations sur des bandes de fréquences étroites le long des courbes. Certaines de ces perturbations peuvent être expliquées par l'apparition de lobes discordants dans le facteur de réseau. Dans une structure périodique infinie, ceci est associé au fait que le premier mode d'ordre supérieur (modes de Floquet $(\pm 1, 0)$ et $(0, \pm 1)$) pénètrent dans la zone visible du spectre du vecteur d'onde. Pour un réseau périodique carré avec un pas de 8.7 mm, on peut calculer qu'aux angles d'incidence de 0, 5 et 10 degrés, ce phénomène se produit aux fréquences de 34.5 GHz, 31.7 GHz et 29.4 GHz, respectivement. Des perturbations à ces fréquences sont effectivement visibles sur chacune des trois courbes.

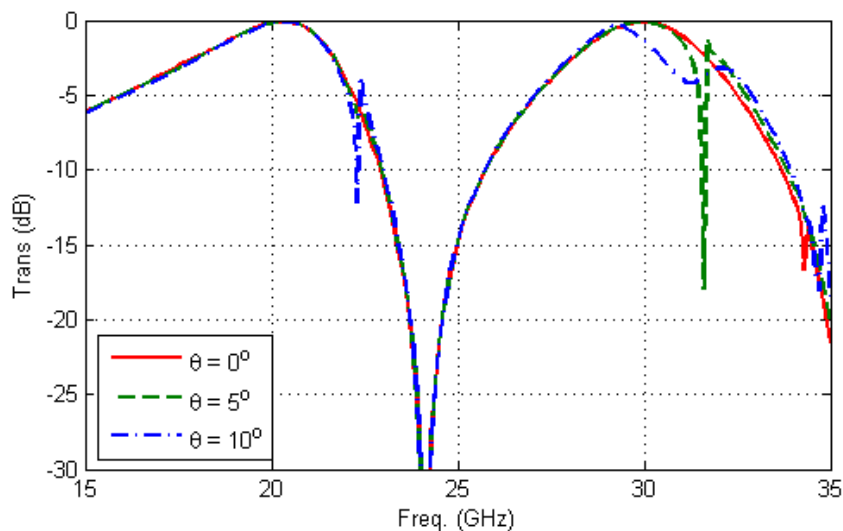


Figure 3.2 Le coefficient de transmission pour la polarisation TE de la SSF correspondant aux éléments dans la Figure 3.1b.

Nous remarquons des variations brusques du coefficient de transmission à environ 22.5 GHz et 34.5 GHz pour l'angle d'incidence de 10° . Ces perturbations ne sont pas associées au phénomène de lobes discordants discuté au paragraphe précédent. Leur origine sera discutée au paragraphe suivant.

3.1.1 Anomalie de Wood

Wood (1902) a observé des variations brusques d'intensité dans le spectre d'un faisceau lumineux diffracté par un réseau. Par la suite, plusieurs chercheurs ont confirmé l'apparition

de cette anomalie sous certaines conditions et ont essayé d'expliquer ce phénomène. Particulièrement, Rayleigh (1907a,b) et Fano (1941) ont proposé que ces variations sont dues à l'excitation d'ondes de surface.

Ainsi, nous supposons que la variation du coefficient de transmission à environ 22.5 GHz est causé par l'excitation d'ondes de surfaces par les modes d'ordres supérieurs. On suppose que k_{sw} est le nombre d'onde de l'onde de surface. Cette dernière est excitée si l'expression suivante est respectée, Luebbers et Munk (1978) :

$$k_o \sin(\theta_i) + k_{sw} = \frac{2\pi}{D} \quad (3.1)$$

où k_o est le nombre d'onde dans l'espace libre, θ_i est l'angle d'incidence, et D est la taille de la cellule.

Pour essayer de vérifier si les variations brutales dans la Figure 3.2 sont dues à cette anomalie, nous allons utiliser le *mode propre* comme type de solution dans HFSS pour déterminer la fréquence à laquelle ces ondes sont excitées. Nous procédons comme suit :

- On utilise l'équation 3.1 pour calculer $k_{sw}D$; si on suppose que ces ondes de surfaces sont excitées à un angle d'incidence de 10° et à une fréquence de 22.5 GHz, nous obtenons $k_{sw}D = 5.5713$ radians ;
- On utilise cette valeur de $k_{sw}D$ dans HFSS comme déphasage entre les conditions aux limites *master* et *slave* pour l'élément de la Figure 3.1b. et on demande à HFSS de déterminer à quelle fréquence un mode propre de la structure pourra exister et avoir un tel déphasage sur une période de structure périodique ;.

Le résultat obtenu est une fréquence de 23.3 GHz, ce qui est proche de la fréquence à laquelle la méthode des moments avait prédit une variation brusque du coefficient de transmission.

Notons que dans le cas d'une couche de polyimide de 25.4 micromètres d'épaisseur avec métallisation pleine (i.e. sans gravure de motifs périodiques) d'un seul côté, la fréquence de coupure du premier mode d'onde de surface de type TE peut être calculée théoriquement et serait de 1.9 THz, ce qui est très supérieur aux fréquences considérées dans cet exemple. Il est donc clair que les motifs métalliques imprimés dans la SSF jouent un rôle clé dans l'établissement d'ondes de surface. Ce sujet sera abordé plus en profondeur au chapitre suivant.

3.1.2 Élimination des lobes discordants à 30 GHz

Pour repousser l'apparition des lobes discordants à des fréquences supérieures, plusieurs méthodes ont été étudiées, Shaker et Shafai (1995); Munk *et al.* (1971) et Hill et Munk (1996). Shaker et Shafai (1995) proposent l'utilisation de deux couches de SSF. L'ajustement

de l'espace entre les deux couches a aussi comme avantage de réduire la sensibilité de la SSF en fonction de l'angle d'incidence. Dans Munk *et al.* (1971) et Hill et Munk (1996), les auteurs proposent de perturber l'impédance des dipôles de la cellule, en leurs ajoutant des charges, de façon à augmenter la fréquence de résonance des motifs imprimés et ainsi diminuer la taille de la cellule.

Pour réduire la taille de l'élément et ainsi repousser l'apparition des lobes discordants à des fréquences plus élevées, nous avons opté, dans un premier temps, pour la structure dans la Figure 3.3. Avec ce type d'éléments, nous avons pu réduire la taille de la cellule à $D = 5.75\text{mm}$. Pour des raisons mécanique, nous allons supposer ici que la SSF est imprimée sur un substrat d'une épaisseur de 127 micromètres. En effet, le substrat de 25.4 micromètres d'épaisseur produit des ondulations après gravure chimique, ce qui n'est pas le cas avec le substrat plus épais. Nous remarquons dans la Figure 3.4 qu'avec un angle d'incidence de 30° , les lobes discordants apparaissent à 33.4 GHz. Alors qu'avec un angle d'incidence de 45° , la détérioration coefficient de réflexion au voisinage de 30 GHz est très forte.

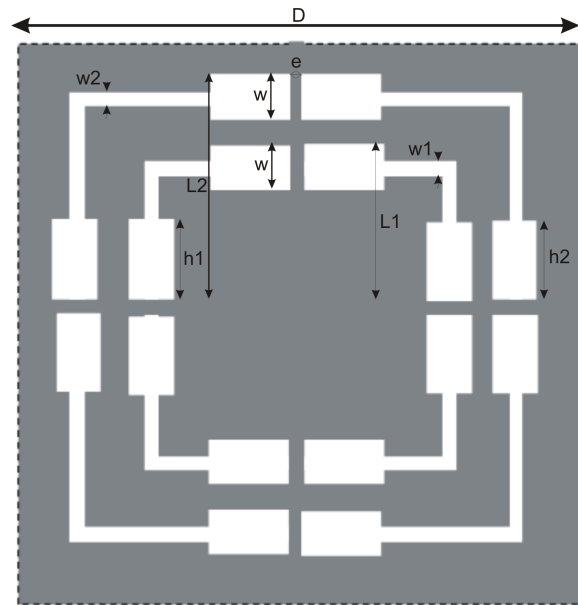


Figure 3.3 Modification des ouvertures visant à diminuer la taille de la cellule. Les dimensions sont : $L1=1.98\text{mm}$, $w=0.51\text{mm}$, $w1=0.25\text{mm}$, $h1 = 0.51\text{mm}$, $L2=2.67\text{mm}$, $w2=0.25\text{mm}$, $h2=0.76\text{mm}$ et $e=0.2\text{mm}$.

Dans le but de déplacer davantage l'apparition des lobes discordants à de plus hautes fréquences, on propose la modification présentée à la Figure 3.5 nous permettant de réduire la taille de la cellule à $D = 4.98\text{mm}$, soit une taille inférieure à $\lambda/2$ à 30 GHz. Les résultats de simulation de la Figure 3.6 montrent effectivement que les lobes discordants apparaissent à une fréquence supérieure à 30 GHz (Théoriquement à 32.6 GHz pour un angle d'incidence de

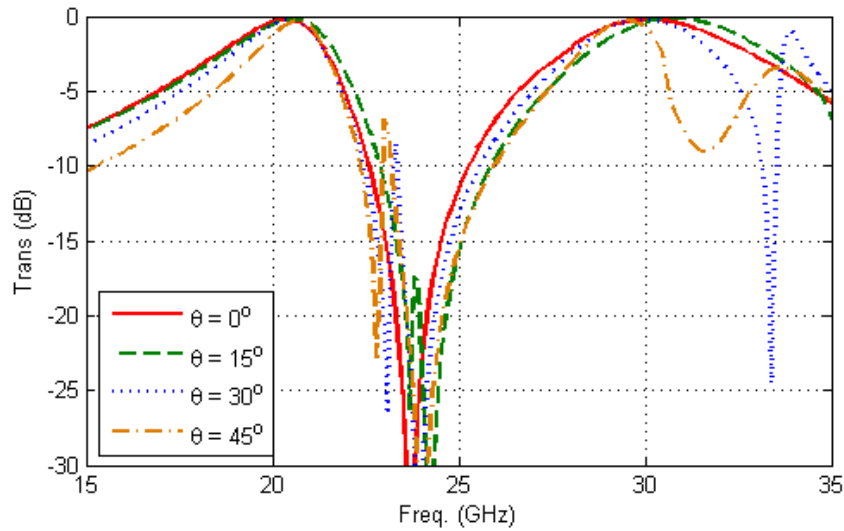


Figure 3.4 Le coefficient de transmission de la polarisation TE de la SSF correspondant aux éléments dans la Figure 3.3.

45°). Cependant, malgré une nette amélioration permettant d'éloigner les lobes discordants, on remarque dans la Figure 3.6 que les bandes passantes sont étroites autour de 20 GHz et 30 GHz et, en plus, elles deviennent encore plus étroites quand l'angle d'incidence augmente.

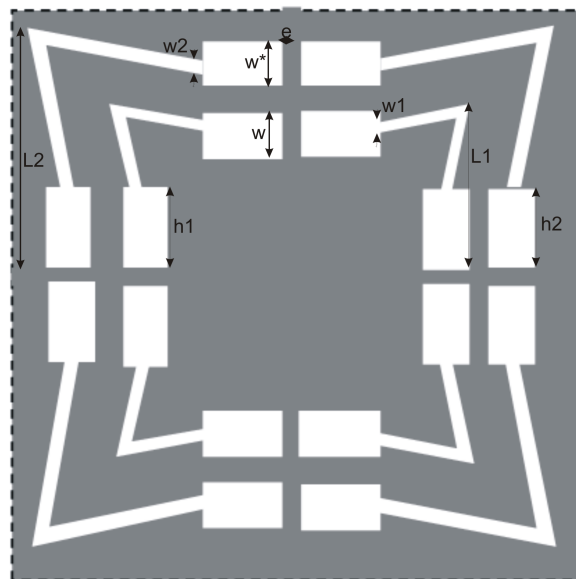


Figure 3.5 Modification de la forme des ouvertures pour diminuer la taille de la cellule de la SSF. Les dimensions sont : $L1=1.42\text{mm}$, $w=0.69\text{mm}$, $w1=0.2\text{mm}$, $h1 = 0.89\text{mm}$, $L2=2.28\text{mm}$, $w^*=0.91\text{mm}$, $w2=0.25\text{mm}$, $h2=0.26\text{mm}$ et $e=0.2\text{mm}$.

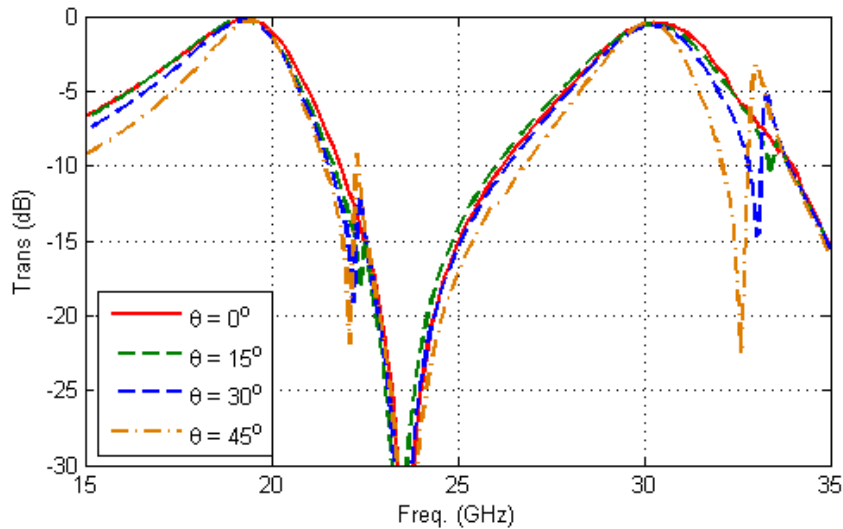


Figure 3.6 Le coefficient de transmission de la polarisation TE de la SSF correspondant aux éléments dans la Figure 3.5.

3.1.3 Élargissement des bandes passantes

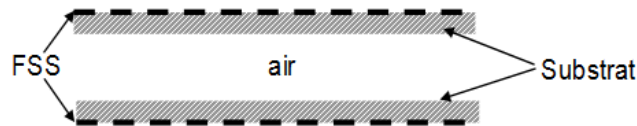


Figure 3.7 SSF à deux couches

Les bandes passantes des SSF étudiées dans les paragraphes précédents, sont assez étroites dans les deux bandes de fréquences. En plus, dans la Figure 3.6, nous remarquons que les largeurs des bandes passantes varient en fonction de l'angle d'incidence. Toutefois, pour avoir des bandes passantes plus larges et plus stables par rapport à l'angle d'incidence, on peut utiliser deux ou plusieurs couches de SSF en cascades, Hill et Munk (1996). Nous avons choisi d'utiliser une SSF à deux couches en cascades, comme illustré à la Figure 3.7. Les deux SSF sont imprimées sur un substrat de polyimide de 127 micronmètres d'épaisseur ($\epsilon_r = 3.4$ et $\tan(\delta) = 0.002$) et le métal utilisé est du cuivre. Les deux surfaces sont séparées par une couche d'air. Pour avoir la largeur de bande passante maximale, la distance entre les deux SSF doit théoriquement être de l'ordre d'un quart de longueur d'onde dans l'air. Évidemment cette contrainte est impossible à respecter simultanément dans un dispositif fonctionnant à deux bandes de fréquences. Une valeur optimale de distance devra donc être trouvée par itérations numériques. Toutefois, d'une vue pratique nous sommes restreints à choisir une épaisseur

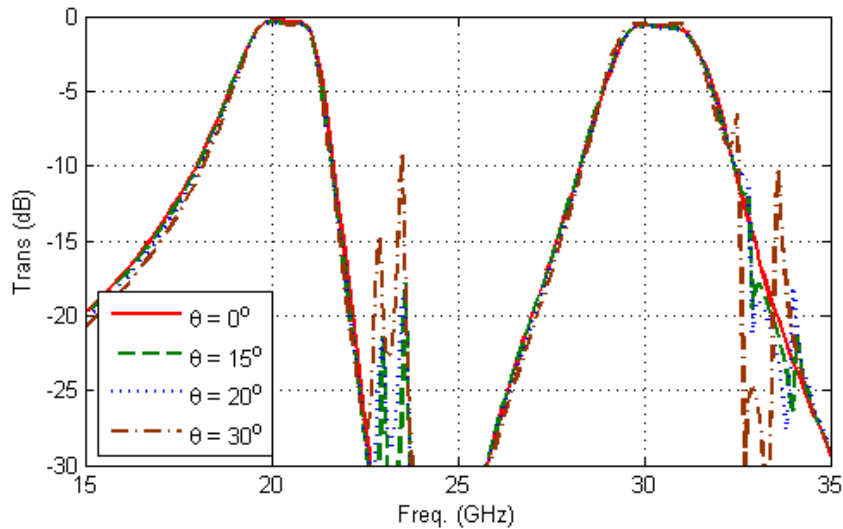


Figure 3.8 Le coefficient de transmission de la polarisation TE de la SSF de deux couches correspondant aux éléments dans la Figure 3.5.

disponible commercialement par les fabricants de matériaux diélectriques, la couche d'air étant en pratique mise en oeuvre par un substrat de mousse de faible permittivité.

Après l'optimisation des dimensions de cette structure, nous avons utilisé une taille de cellule de $D = 4.98\text{mm}$ et, entre les deux couches, nous avons une couche d'air d'une épaisseur de 2mm. La Figure 3.8 montre une meilleure stabilité en fonction de l'angle d'incidence ainsi qu'une bande passante plus large. Cependant, une détérioration continue d'apparaître aux environs des fréquences 23 GHz et 32 GHz. L'amplitude de cette variation augmente avec l'angle d'incidence.

Tel que mentionné en section 3.1.1, cette détérioration est associée à l'anomalie de Wood et à la propagation d'ondes de surface. Nous verrons que l'effet de ces ondes peut devenir dominant lorsque la surface de la SSF est finie.

3.2 Les OSGR dans une SSF de taille finie

Lors de l'analyse des SSF, il est pratique de supposer que le dispositif se comporte comme une structure de taille infinie. Dans ce cas, le théorème de Floquet permet de ne considérer qu'un seul élément du réseau dans l'analyse. Il est montré que dans le cas d'un réseau fini, sous certaines conditions, des ondes de surfaces pour lesquelles les nombres d'ondes ne sont pas associés aux modes de Floquet peuvent être excités. Ces ondes de surfaces guidées par le réseau (OSGR) ont été étudiées au début, entre autres par Serracchioli et Levis (1959); Shen (1971); Mailloux (1965); Richmond et Garbacs (1979). Des perturbations dans les courants

d'un réseau fini de dipôle ont été signalées par Allam et Parker (1989). Ces ondes de surfaces sont excitées à des fréquences inférieures à la fréquence de résonance des éléments de réseau et lorsque la période du réseau est inférieure à la moitié de la longueur d'onde. Dans ces conditions, les lobes discordants n'existent pas, mais la diffraction des OSGR aux extrémités du réseau peut contribuer au champ lointain, comme vue dans Munk (2006); Munk *et al.* (2001); Janning et Munk (2002); Civi et Pathak (2006) et El hani et Laurin (2013a). Dans cette perspective, il devient clair que, pour avoir une étude plus précise d'une SSF, on devrait prendre en considération l'excitation de ces ondes de surfaces et leurs diffractions aux extrémités de la structure. En fait, lors de la conception d'une SSF bi-bandes, ces OSGR risquent d'apparaître près de la bande de fréquences de 20 GHz. Malheureusement, étant que la SSF est constituée de deux couches et contient beaucoup de motifs métalliques avec un niveau de détail élevé, nous ne pouvons pas simuler un tel réseau fini de taille raisonnable avec les outils de simulation à notre disposition.

Dans notre contribution au chapitre 4, nous nous intéressons aux méthodes numériques, capables de tenir en compte le comportement de OSGR, pour calculer la distribution des courants dans une SSF finie et le champ lointain émis. L'approche que nous proposons est basée sur le calcul des coefficients de diffraction aux extrémités de la SSF. En fait, il s'agit d'un procédé pour calculer le champ diffracté aux extrémités d'une SSF, de petite taille, illuminée par une onde incidente plane. Une fois que les coefficients de diffraction sont connus, on peut déterminer sans effort de calcul supplémentaire, le champ lointain émis par la même SSF finie de n'importe quelle taille. Cette approche est une combinaison des méthodes présentées par Hurst (1992) et Hurst (1993). Plus précisément, nous étudions les structures périodiques comme dans Hurst (1992), mais aussi la possibilité de diffracter les ondes de surfaces comme dans Hurst (1993). Afin de résoudre le problème de la diffusion de la SSF en présence d'une OSGR, une procédure supplémentaire sera introduite pour obtenir numériquement le nombre d'onde de la OSGR. Deux techniques ; à savoir la méthode de Prony et la transformation de Fourier discrète seront comparées à cette fin. Lors de l'utilisation de la méthode de Prony, le choix du nombre de pôles peut être cruciale. Théoriquement ce nombre ne peut pas dépasser la moitié du nombre d'échantillons à étudier. Alors on choisit un nombre on l'augmente ou on le réduit pour faire en sorte que tous les pôles sont non négligeables et qu'aucun pôle non nul n'a été écarté.

Les étapes de cette méthode sont résumées comme suit :

- Déterminer les équations qui décrivent le champ lointain, en fonction de coefficients de diffraction et de la constante de propagation de l'onde de surface ;
- Utiliser la Méthode des Moments pour calculer le champ lointain de plusieurs petits réseaux de tailles finis ;

- Calculer les courants dans les éléments de la structure pour déterminer la constante de propagation de l'OSGR avec les méthodes de Prony ou de Fourier ;
- Pour chaque angle d'observation, construire un système d'équations linéaires en utilisant les résultats de la première étape et le champ lointain calculé, puis déterminer les coefficients de diffraction du réseau ;
- Utiliser les coefficients de diffraction obtenus pour calculer le champ lointain du réseau d'une taille arbitraire.

L'exemple étudié au chapitre 4 (voir Figure 4.3), est un réseau de dipôles dans l'air (sans substrat diélectrique). Pour cet exemple, nous avons supposé une seule onde diffractée se propageant vers l'extrémité opposée, qui contient en général les ondes diffractées au-dessus et en-dessous du réseau. Dans le cas général, quand le réseau est imprimé sur un substrat et/ou en présence d'une plaque métallique, nous devons traiter séparément les ondes diffractées au-dessus et en dessous de la structure du réseau.

Les détails de cette méthode sont décrits au chapitre suivant (chapitre 4), El hani et Laurin (2013a).

3.3 Un réseau réflecteur bi-bandes

Dans cette section, nous allons procéder à la conception d'un RR multi-couches et bi-bandes à deux fréquences 10 GHz et 15 GHz. Nous avons choisi ces fréquences au lieu de 20 GHz et 30 GHz, pour faciliter la fabrication du RR dans notre laboratoire (PolyGrames). En fait, pour les fréquences 10 GHz et 15 GHz, les dimensions des éléments seront assez grandes pour minimiser les erreurs de fabrication. Le but est de concevoir un RR qui se comportera d'une part comme un réflecteur parabolique à 10 GHz. i.e. le signal de 10GHz sera réfléchi dans la direction de réflexion spéculaire et en phase avec le signal réfléchi par le réflecteur parabolique. D'autre part, ce RR aura comme mission de rediriger le signal de 15 GHz vers une autre direction qui se trouve assez loin de la direction spéculaire. En fait, le fonctionnement de ce RR est illustré par la Figure 1.5, en remplaçant la fréquence 20 GHz par 10 GHz et la fréquence 30 GHz par 15 GHz.

3.3.1 Conception et mesure

Les éléments du RR fonctionnant à 10 GHz sont généralement de tailles plus grandes. Pour pouvoir mettre ces éléments dans la couche supérieure du RR, il ne faut pas qu'ils fassent obstruction aux signaux de la bande de 15 GHz. À cette fin nous avons choisi d'utiliser un cadre carré comme élément du RR à 10 GHz et de le placer dans la couche supérieure. Ces éléments laissent assez d'ouverture pour être transparents aux signaux à 15 GHz. Le RR à 10

GHz est formé d'éléments cadres carrés de 457 microns de largeur et de taille intérieure a_1 , voir la Figure 3.10b. Ces cadres métalliques sont interconnectés par des lignes minces de 152 microns de largeur pour assurer le drainage des charges électrostatiques. Puisque les bandes de fréquences ne sont pas très loin l'une de l'autre, il serait possible que des éléments du RR à 10 GHz diffusent les ondes à 15 GHz. Pour surmonter cette difficulté, nous allons utiliser une SSF entre les deux couches du RR, Chaharmir *et al.* (2010b). Cette SSF se comportera comme un réflecteur pour les signaux dans la bande de 10 GHz et elle sera invisible aux signaux de la bande de 15 GHz. L'élément de la SSF est un anneau de rayon externe $R = 4.75mm$, comme montré dans la Figure 3.10c. La Figure 3.10a illustre que ce RR et la SSF seront imprimés, chacun d'un côté du substrat diélectrique supérieur. Le rôle du RR à 10 GHz est de compenser pour la phase due à l'épaisseur du RR. En fait, le signal à 10 GHz réfléchi par le RR doit être en phase avec celui réfléchi par la plaque métallique du réflecteur parabolique comme montré dans la Figure 3.9. Cette correction de phase est donnée par :

$$\Delta\Phi_{10GHz} = -\pi + 2k_0h \cos(\theta_n^i) \quad (3.2)$$

où k_0 est la constante de propagation dans le vide à 10 GHz, h est l'épaisseur total du RR et θ_n^i est l'angle d'incidence pour l'élément n .

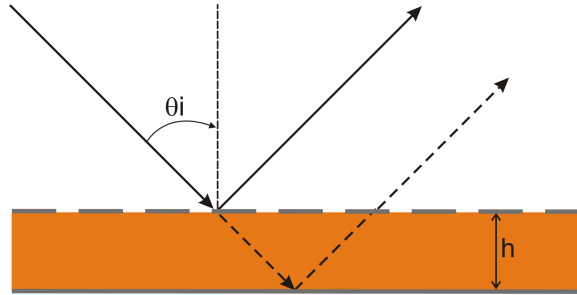
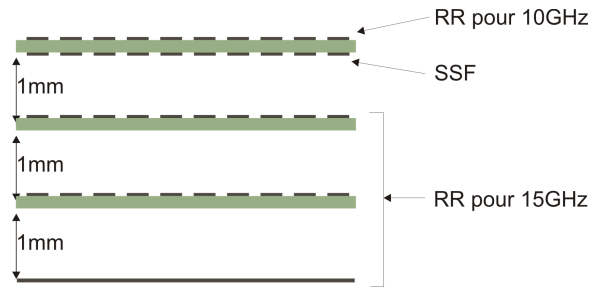


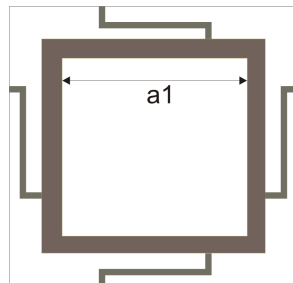
Figure 3.9 Illustration du déphasage entre le champ réfléchi par le RR et celui réfléchi par la plaque métallique du réflecteur parabolique.

Pour assurer une bande-passante assez large à 15 GHz, il faut avoir une variation de phase lente en fonction de la taille des éléments. Ainsi, nous allons opter pour deux couches de RR à 15 GHz de même type que celui utilisé dans Encinar (2001). Comme montré dans les Figures 3.10d et 3.10e, les éléments des deux couches sont formées de carrés métalliques de taille a_2 et $a_3 = a_2/0.9$, respectivement.

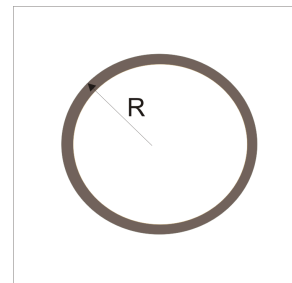
La période des cellules est de 11.18 mm ; l'épaisseur de la couche de mousse ($\epsilon_r = 1.067$ et $\tan(\delta) = 0.0041$) entre les substrats diélectriques est de 1mm. Le substrat utilisé est à nouveau le polyimide de 127 microns d'épaisseur ($\epsilon_r = 3.4$ et $\tan(\delta) = 0.002$). Nous avons utilisé un montage existant d'un support pour une antenne cornet qui illumine une plaque



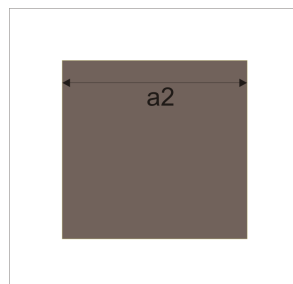
(a) Vue latérale du RR.



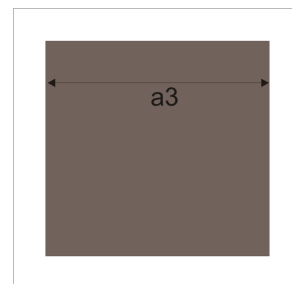
(b) L'élément du RR à 10 GHz.



(c) SSF coupe-bande à 10 GHz et passe-bande à 15 GHz.



(d) La couche supérieure du RR à 15 GHz.



(e) La couche inférieure du RR à 15 GHz.

Figure 3.10 RR bi-bandes avec une SSF entre les deux couches.

métallique. Pour ce montage l'angle d'incidence du faisceau principal du cornet sur l'élément situé au milieu du RR est de 34° . Ce RR est conçu pour diriger le faisceau de 15 GHz vers la direction définie par $\theta_b = 70^\circ$ et $\phi_b = 135^\circ$, voir la Figure 3.12. La figure 3.11 présente la photo de la couche supérieure du RR, dont les éléments sont ceux de la Figure 3.10b. Ce RR est constitué de 264 éléments au total. Le RR est illuminé par une antenne cornet avec un angle d'incidence de 34° au centre de la surface du réseau et elle est à une hauteur de 19.8 cm au-dessus de la surface du RR.

Pour minimiser l'erreur de phase due au fait que l'angle d'incidence n'est pas le même

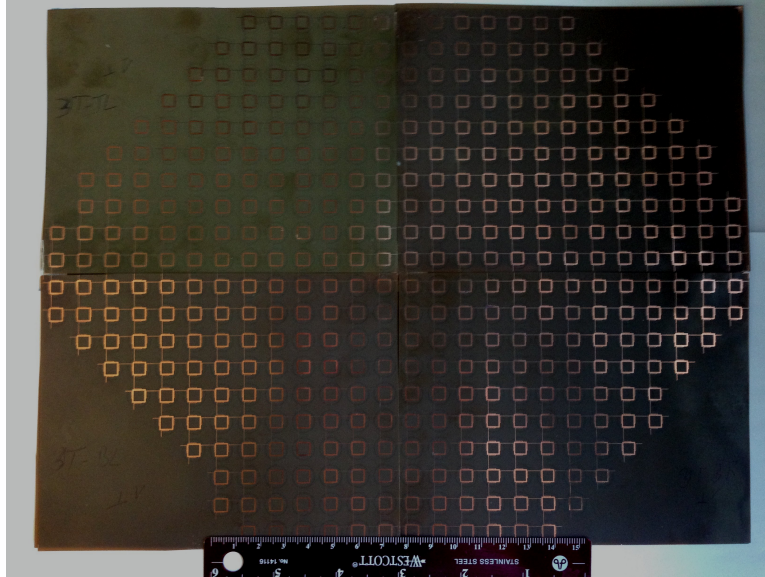


Figure 3.11 La photo de la couche supérieure du RR, dont les éléments sont ceux de la Figure 3.10b.

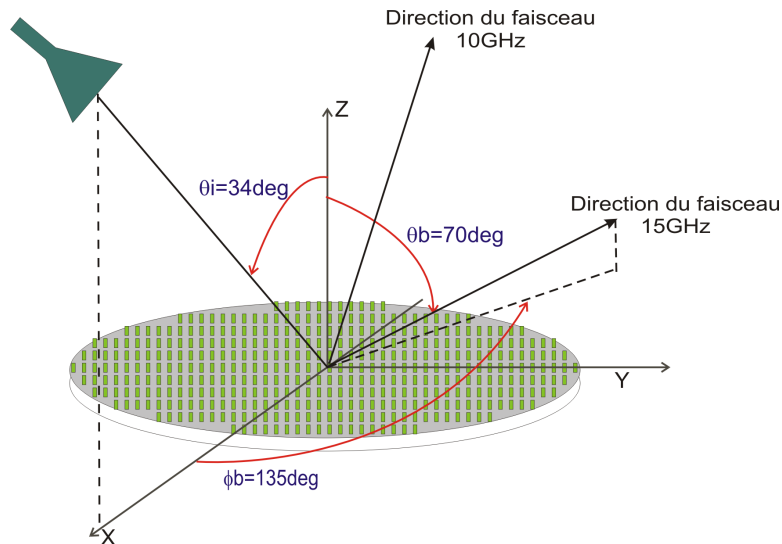


Figure 3.12 Direction d'incidence et de réflexion pour le RR bi-bandes

pour tous les éléments du RR, nous avons subdivisé la surface du RR en sept régions dont les angles d'incidences sont regroupés dans les intervalles suivants : $]7.5^\circ, 14.5^\circ]$, $]14.5^\circ, 21.5^\circ]$, $]21.5^\circ, 28.5^\circ]$, $]28.5^\circ, 35.5^\circ]$, $]35.5^\circ, 42.5^\circ]$, $]42.5^\circ, 49.5^\circ]$ et $]49.5^\circ, 56.5^\circ]$. Pour chaque intervalle, on considère la moyenne de l'intervalle comme angle d'incidence, c.à.d. si l'angle d'incidence d'un élément est dans l'intervalle $]28.5^\circ, 35.5^\circ]$, on considère 32° comme angle d'incidence pour tous les éléments de l'intervalle. Nous avons alors calculé le déphasage produit par les

éléments des deux RR à deux fréquences (10 et 15 GHz) en fonction de deux paramètres géométriques a_1 et a_2 , et pour sept angles d'incidences, 18° , 25° , 32° , 39° , 46° et 53° . Les Figures 3.13 et 3.14 montrent les courbes caractéristiques à 10 et à 15 GHz pour un élément dans la zone où l'angle d'incidence est 32° . La Figure 3.13 montre la variation de la phase à 10 GHz d'un élément en fonction des paramètres a_1 et a_2 ainsi que le déphasage $\Delta\Phi_{10GHz}$ calculé par l'équation 3.2. De même, la Figure 3.14 montre la variation de la phase à 15 GHz d'un élément en fonction des paramètres a_1 et a_2 ainsi que le déphasage $\Delta\Phi_n$ de cet élément calculé par l'équation 2.6.

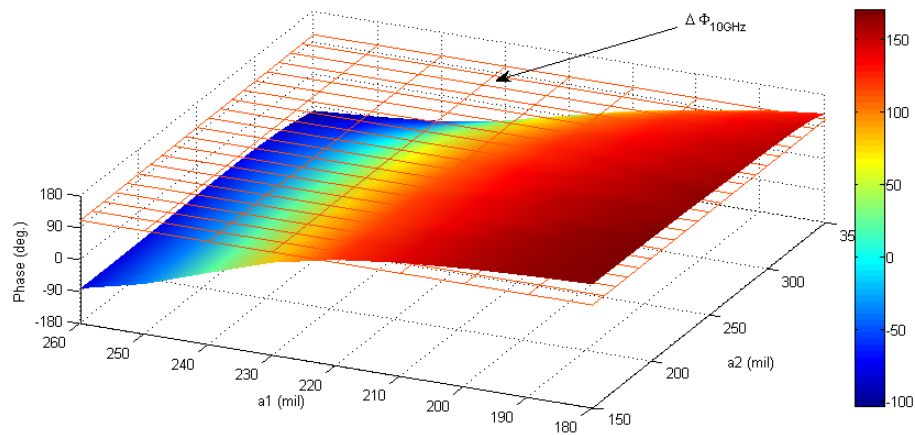


Figure 3.13 Le déphasage en fonction de a_1 et a_2 à 10 GHz pour une angle d'incidence de 34°

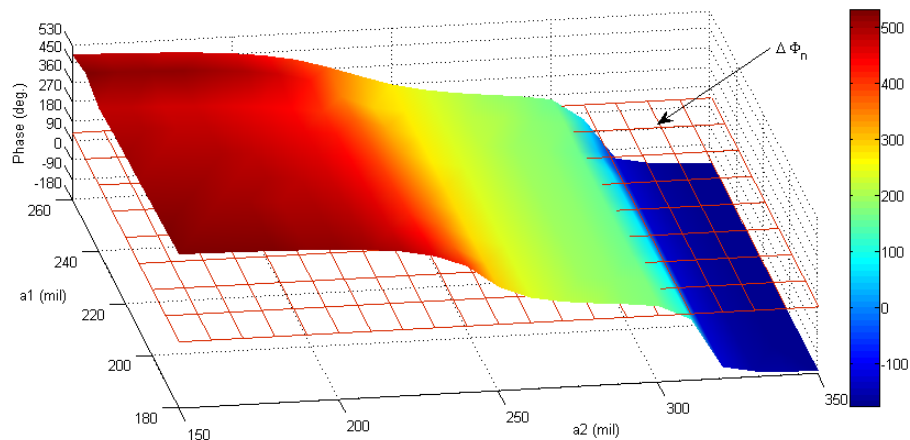


Figure 3.14 Le déphasage de l'onde réfléchie produit par le RR en fonction de a_1 et a_2 à 15 GHz pour une angle d'incidence de 34° .

Une fois que les courbes caractéristiques en fonction des paramètres $a1$ et $a2$ sont calculées pour les sept angles d'incidences, les étapes pour déterminer les paramètres $a1$ et $a2$ pour chaque élément sont comme suit :

- Calculer des déphasages $\Delta\Phi_{10GHz}$ et $\Delta\Phi_n$ de l'élément pour les fréquences 10 et 15 GHz en utilisant les équations 3.2 et 2.6, respectivement ;
- En se basant sur la Figure 3.13, on identifie l'ensemble des couples $(a1,a2)$ qui donne le déphasage $\Delta\Phi_{10GHz}$ désiré. L'ensemble de ces points forme une courbe dans le plan $a1$ - $a2$, que l'on note C_{10GHz} ;
- En se basant sur la Figure 3.14, on identifie l'ensemble des couples $(a1,a2)$ qui produisent le déphasage désiré $\Delta\Phi_n$ à 15 GHz ; Cette intersection est une courbe en fonction de $a1$ et $a2$, que l'on note C_{15GHz} ;
- Le point d'intersection entre C_{10GHz} et C_{15GHz} , nous donne les paramètres $a1$ et $a2$ de l'élément.

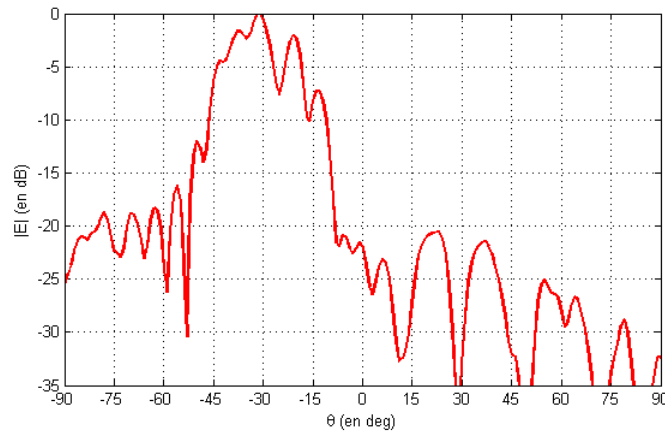


Figure 3.15 Champ lointain mesuré à 10 GHz pour $\phi = 0^\circ$, après normalisation.

Un réflecteur réseau bi-bande a été conçu en utilisant la démarche décrite ci-dessus. Le réseau contient seulement 264 éléments, compte tenu des limites du procédé de fabrication disponible. Les Figures 3.15 et 3.16 montrent les courbes normalisées des champs lointains mesurés. La Figure 3.15 montre qu'à 10 GHz le champ est réfléchi dans la direction spéculaire comme prévu vers $\theta = -34^\circ$. La Figure 3.16 montre qu'à 15 GHz pour $\phi = 135^\circ$, le faisceau est envoyé vers la direction désirée à environ $\theta = 70^\circ$. Par contre, nous remarquons que pour $\phi = 0^\circ$, une bonne partie du signal est réfléchi dans un lobe large centré autour de la direction spéculaire $\theta = -34^\circ$. Cette courbe pour $\phi = 0^\circ$ est normalisée par rapport au maximum du faisceau principale à $\phi = 135^\circ$. Dans la prochaine section (section 3.4), nous allons discuter ce phénomène en présentant les résultats de l'article El hani et Laurin (2011).

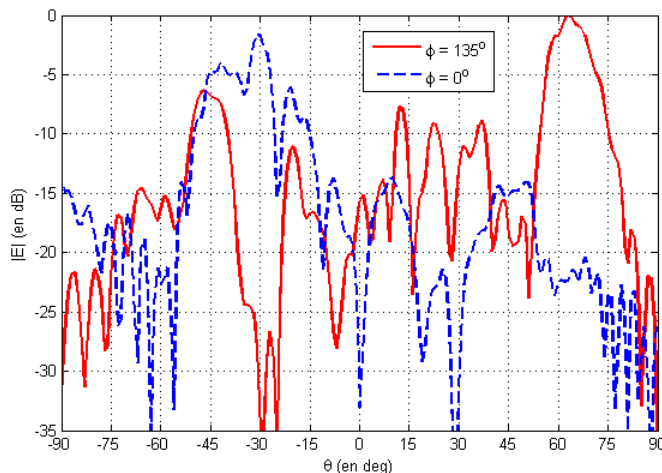


Figure 3.16 Champ lointain mesuré à 15 GHz pour $\phi = 0^\circ$ et 135° , après normalisation.

3.4 Réflexion dans la direction spéculaire pour un RR dont la direction désirée est non-spéculaire

Il est connu que pour les RR à longueur de ligne à retard variable et les RR à taille variable (voir les Figures 2.2a et 2.2b), une partie du signal peut être réfléchi dans la direction spéculaire même quand le RR est conçu pour rediriger le signal dans une autre direction. Selon Huang et Encinar (2008), il y a deux composantes dominantes du signal réfléchi par des éléments d'un RR. La première est la composante réfléchi dans la direction désirée par les éléments qui rayonnent dans le RR; la deuxième composante est celle réfléchi dans la direction spéculaire par la plaque métallique formant le plan réflecteur sous-jacent aux éléments imprimés. Paz (2006) a mentionné que cette réflexion dans la direction spéculaire peut être due à des erreurs dans le couplage mutuel entre les éléments du réseau.

Dans cette section, nous allons montrer que la réflexion dans la direction spéculaire pour un RR non-spéculaire peut être expliquée par une erreur périodique de la phase des éléments. Cette erreur de phase est due au fait que la courbe caractéristique de la phase en fonction de la taille de l'élément est calculée en supposant un réseau infini où tous les éléments ont la même taille. Cependant, dans un RR, les tailles des éléments varient progressivement de plus grande taille au plus petite taille, puis on saute vers une taille plus grande, et ainsi de suite jusqu'à ce qu'on atteigne le bord du RR.

Lorsque la taille de deux éléments voisins change brusquement, la situation géométrique devient significativement différente de celle d'un réseau infini d'éléments identiques. On s'attend donc à ce que les déphasages produits par ces éléments soient différents de ceux que nous nous attendons d'avoir en supposant que le réseau est infini, au moins pour certains

éléments proches des transitions brusques de tailles. Cette erreur se produit périodiquement le long de la surface du RR, ce qui peut induire des émissions du signal dans des directions indésirables.

3.4.1 Erreur de phase

On considère le RR illustré dans la Figure 3.17, où $\theta^i = 34^\circ$ et $\theta^r = -10^\circ$. le RR est illuminé par une onde plane. Dans cette section, un cas 2D est utilisé pour simplifier l'analyse. On supposera qu'il n'y a pas de variation des champs dans la direction y et que le RR effectue un changement de direction des ondes incidents dans le plan xz . De plus, le RR est approximé par un réseau à une dimension sur l'axe x . Dans ce cas, le champ électrique lointain dans le plan xz (qui correspond au plan H pour la polarisation TE considérée dans cette analyse) peut être approximé par la transformation de Fourier du champ émis par le RR. Si on ajoute une erreur périodique de $ax - b$ (où $a = -2b/\Delta$) à chaque période Δ du réseau, nous obtenons l'approximation du champ lointain suivant, El hani et Laurin (2011) :

$$\tilde{E}_y(u) = \Delta \operatorname{sinc}\left(k_0 u \frac{\Delta}{2} + b\right) \frac{\sin(k_0 u N \Delta / 2)}{\sin(k_0 u \Delta / 2)} \quad (3.3)$$

où $u = \sin(\theta) - \sin(\theta^r)$; N est le nombre d'intervalle Δ dans le RR dans la direction x et Δ est la période entre les transitions de phase, comme illustré dans la Figure 3.18. Δ dépend de l'angle d'incidence θ^i , de l'angle de la direction désirée de réflexion θ^r et de la longueur d'onde dans l'espace libre λ :

$$\Delta = \frac{\lambda}{\sin(\theta^i) + \sin(\theta^r)} \quad (3.4)$$

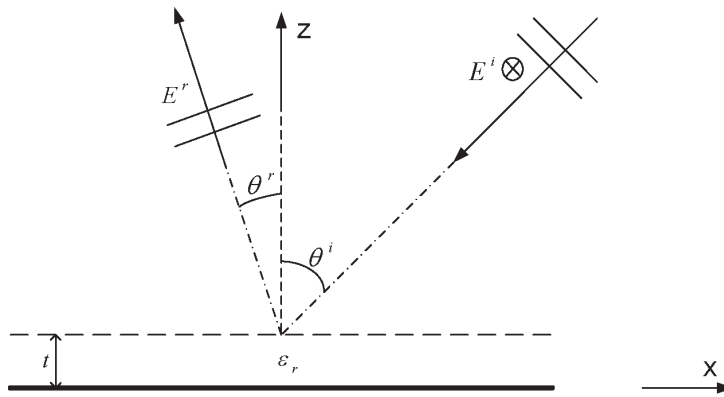


Figure 3.17 Vue latérale dans le plan xz du RR.

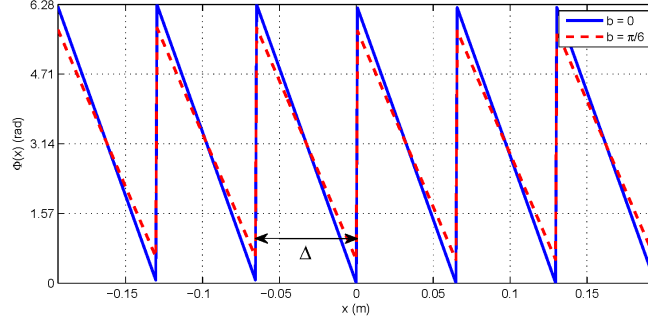


Figure 3.18 La phase désirée des éléments suivant l'axe des x , sans ajouter d'erreur ($b = 0$) et en ajoutant un erreur de $b = \pi/6$.

Si θ^r est la direction de réflexion spéculaire ($\theta^r = -\theta^i$), Δ dans (3.4) est infini. Ainsi, la phase des éléments est constant et nous ne pouvons pas utiliser l'équation (3.3). Dans ce cas, le champ lointain sans erreur de phase ajoutée est donné par :

$$\tilde{E}_y(u) = L_x \text{sinc}(k_0 u \frac{L_x}{2}) \quad (3.5)$$

où L_x est la longueur du RR dans la direction x .

La phase est constante dans le cas où la direction désirée est celle de la réflexion spéculaire vient uniquement du fait que l'onde incidente est plane. Dans le cas d'une illumination par une antenne cornet, la phase de l'élément dépendra de sa position dans la surface du réseau.

3.4.2 Résultats numériques

Premier exemple : RR à une couche

Nous supposons un RR à une seule couche dont les éléments sont des patches carrés de taille variable, comme illustré dans la Figure 3.19. Nous utilisons des cellules de taille $p_x = p_y = 14\text{mm}$ et $t = 1\text{mm}$ est la distance entre les patches et le réflecteur métallique. On suppose que $\epsilon_r = 1$ dans le substrat compris entre les patches et le réflecteur. La fréquence de fonctionnement est 12 GHz.

Dans la Figure 3.20a, nous présentons $\tilde{E}_y(\theta)$, en utilisant les équations 3.3 et 3.5 pour $b = 0, \pi/6$ et $\pi/3$. La courbe pour $b = 0$ (sans erreur de phase) montre que le champ est émis dans la direction désirée $\theta = -10^\circ$ sans aucune manifestation du signal dans la direction spéculaire $\theta = -34^\circ$. Par contre, des réflexions dans la direction spéculaire à environ $\theta = -34^\circ$, apparaissent lorsqu'on applique les erreurs $b = \pi/6$ et $\pi/3$. Nous remarquons aussi que l'amplitude de ces faisceaux augmente lorsque l'erreur augmente. Nous notons aussi la

présence d'autres lobes importantes dans les directions $\theta = 12.1^\circ$ et 36.4° , dont les amplitudes augmentent quand l'erreur de phase augmente.

Puisque nous avons supposé un cas $2D$ avec une distribution uniforme des champs dans la direction y , nous avons simulé un RR fini \times infini (i.e. fini selon x et infini selon y) en utilisant HFSS v12. Nous avons utilisé 45 éléments suivant la direction des x (la taille suivant x est $L_x = 63\text{cm}$) et appliqué les conditions aux limites *master/slave* sur les côtés dans la direction des y . Le champ lointain réfléchi, simulé par HFSS est présenté dans la Figure 3.20b. Nous constatons qu'entre -60° et 60° , les résultats obtenus par l'équation 3.3 (en ajoutant une erreur périodique avec $b = \pi/3$) sont similaires à ceux obtenus par HFSS. Les deux figures montrent la réflexion du champ dans la direction spéculaire à environ -34° et l'apparition des lobes dans environ les directions 12° et 36° . Pour les angles plus proches de $\pm 90^\circ$, les différences entre les résultats simulés et théoriques sont grandes car ces derniers ne tiennent pas comptes des effets de diffraction sur les bords du réseau.

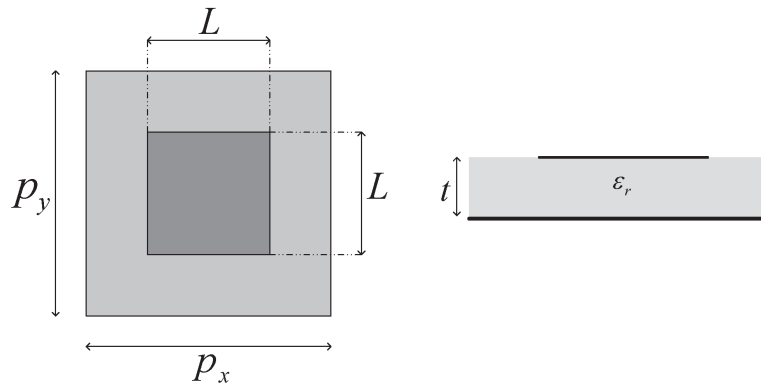


Figure 3.19 Cellule élémentaire utilisée pour les simulations du réseau réflecteur.

La Figure 3.21 montre que, peu importe la direction de réflexion désirée, une partie du signal est réfléchié dans la direction spéculaire. Nous remarquons un bon accord entre les champs lointains calculés par les équations 3.3 et 3.5, et ceux simulés par HFSS pour les directions de réflexions suivantes : $\theta^r = 0^\circ, -10^\circ, -20^\circ$ et -34° . Pour $\theta^r = -34^\circ$ (direction spéculaire), l'erreur b est nulle. Ainsi, la phase est constante pour tous les éléments du RR, ces derniers ont tous la même taille et, par conséquent, le RR ne présente aucun changement brusque de taille des éléments. Dans la simulation par HFSS, nous avons utilisé 45 éléments suivant la direction x , la taille suivant cette direction est égale à $L_x = 63\text{cm}$.

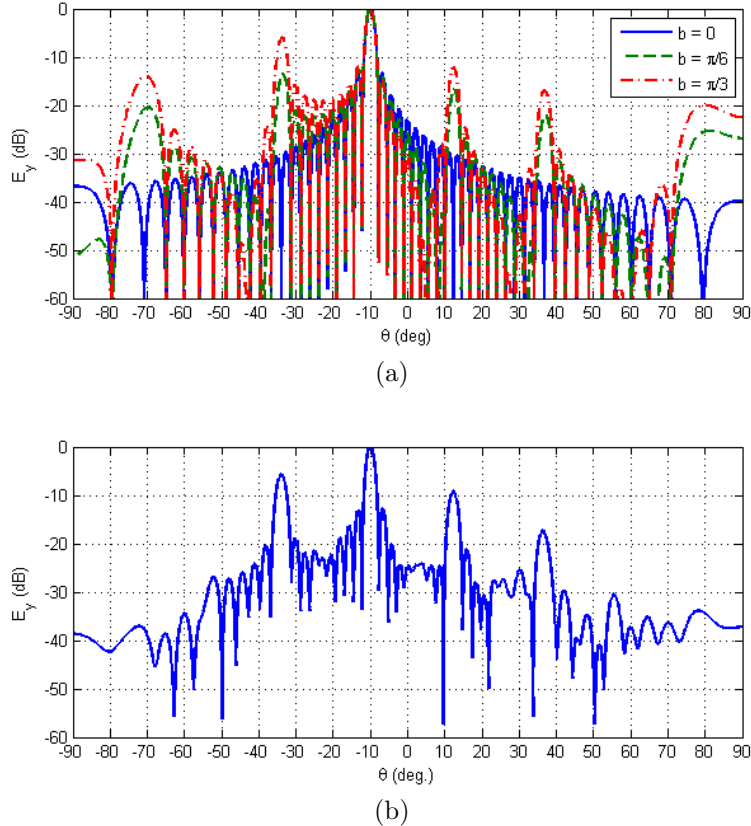


Figure 3.20 Le champ lointain normalisé pour un RR à une couche. (a) $\tilde{E}_y(\theta)$ sans erreur ($b = 0$) et en ajoutant les erreurs $b = \pi/6$ et $b = \pi/3$. (b) Simulation par HFSS pour un RR fini x infini de 45 éléments suivant l'axe des x .

Deuxième exemple : RR à trois couches

Dans cette exemple, la raison de considérer une structure à trois couches est qu'elle nous permet d'atteindre une portée de phase d'environ 4π . Par conséquent, la valeur de Δ est deux fois plus grandes dans l'équation 3.3. Nous allons considérer le cas d'un RR à trois couches dont les éléments sont des patches carrés, comme illustré à la Figure 3.22. Les paramètres de ce RR sont : $p_x = p_y = 14\text{mm}$, $t = 3\text{mm}$, $\epsilon_r = 1$, $L_2 = 0.9L_1$ et $L_3 = 0.7L_1$. L'angle d'incidence est $\theta^i = 34^\circ$. La Figure 3.23a montre $\tilde{E}_y(\theta)$ calculé pour $b = 0$, $\pi/6$ et $\pi/3$. Pour $b = 0$ (sans erreur de phase), le champ est réfléchi uniquement dans la direction désirée $\theta = -10^\circ$. La Figure 3.23a montre clairement que les lobes secondaires augmentent quand l'erreur de phases augmente. Quelques-uns de ces lobes apparaissent dans les mêmes directions que ceux dans la Figure 3.20a (pour un RR à une couche). D'autres lobes apparaissent dans les directions suivantes : -22° , 0° et 23° .

Pour cet exemple aussi, nous avons simulé un RR fini x infini en utilisant HFSS, pour

45 éléments dans la direction des x et en utilisant des conditions aux limites *master/slave* suivant la direction des y . Dans la Figure 3.23b, nous présentons une comparaison entre le champ calculé par l'équation 3.3 avec $b = \pi/6$ et le champ simulé par HFSS pour un réseau de 45 éléments. Nous remarquons un bon accord entre les deux résultats.

Dans cette section, nous avons montré que la réflexion dans la direction spéculaire pour un RR non-spéculaire est en partie dû à une erreur périodique de phases des éléments. En ajoutant une erreur linéaire à la phase désirée des éléments et en utilisant un modèle simple d'une ligne de source pour calculer le champ lointain, nous obtenons un bon accord entre ce modèle et les simulations par HFSS. Dans le chapitre 5, nous allons présenter notre contribution à une analyse plus approfondie de ce phénomène, El hani et Laurin (2013b).

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté des concepts utilisant les SSF ou les RR, pour contrôler la direction et la largeur des faisceaux d'une antenne fonctionnant sur deux bandes de fréquences. La conception d'une SSF bi-bandes est présentée dans la section 3.1. Cette étude, a mis en évidence l'importance de tenir compte des ondes de surface lors d'une étude d'une SSF. Ainsi, une méthode numérique pour étudier les SSF finies de grande taille qui tient compte des OSGR, sera présentée au chapitre 4. D'autre part, les étapes de conception d'un RR bi-bandes multi-couches sont détaillées dans la section 3.3. Les résultats de mesure du RR conçu dans cette section ont montré l'apparition d'une réflexion dans la direction spéculaire même quand le RR est conçu pour réfléchir vers une autre direction. Nous avons postulé que ce phénomène est dû à une erreur dans les phases désirées des éléments du RR. Ainsi, dans la section 3.4, en ajoutant une erreur de phase linéaire et périodique aux phases désirées des éléments du RR, nous avons montré que la réflexion spéculaire apparaît quel que soit la direction désirée. Nous avons aussi constaté qu'en utilisant un RR avec une portée en phase de 4π (pour un RR à trois couches), les réflexions dans les directions indésirables sont plus faibles et des lobes secondaires apparaissent dans de nouvelles directions. Une étude plus approfondie de ce phénomène sera présentée au chapitre 5.

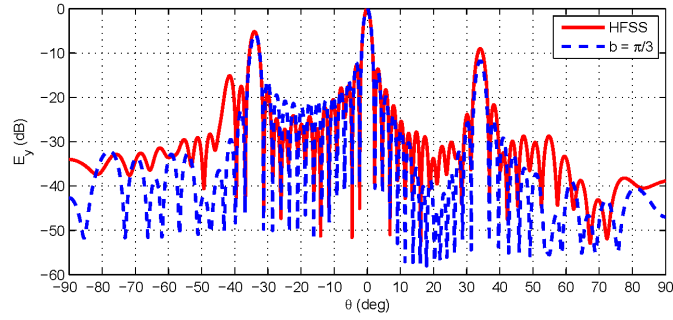
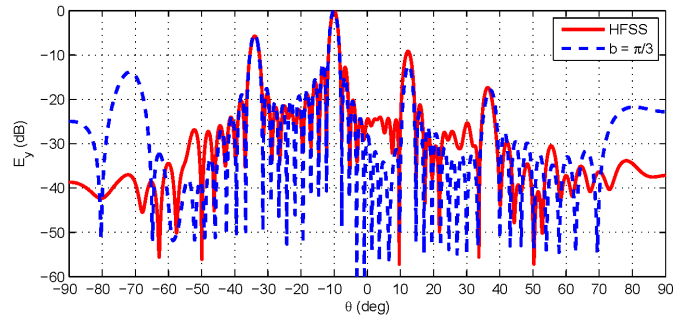
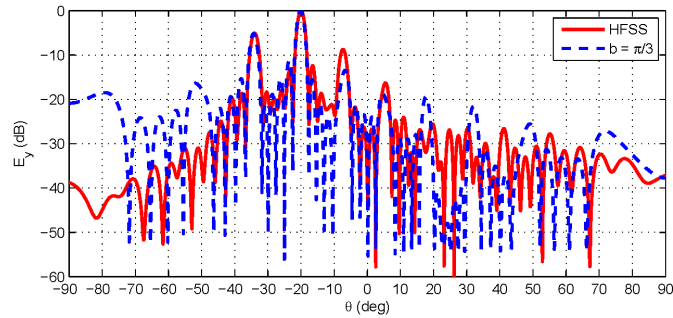
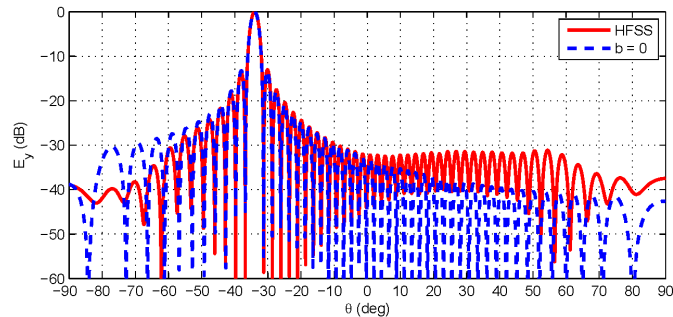
(a) $\theta^r = 0^\circ$ (b) $\theta^r = -10^\circ$ (c) $\theta^r = -20^\circ$ (d) $\theta^r = -34^\circ$

Figure 3.21 Champ lointain normalisé pour un RR à une couche avec $\theta^i = 34^\circ$. (a) $\theta^r = 0^\circ$, HFSS pour 45 éléments et $\tilde{E}_y(\theta)$ pour $b = \pi/3$; (b) $\theta^r = -10^\circ$, HFSS pour 45 éléments et $\tilde{E}_y(\theta)$ pour $b = \pi/3$; (c) $\theta^r = -20^\circ$, HFSS pour 45 éléments et $\tilde{E}_y(\theta)$ pour $b = \pi/3$; (d) $\theta^r = -34^\circ$, HFSS pour 45 éléments et $\tilde{E}_y(\theta)$ pour $b = 0$.

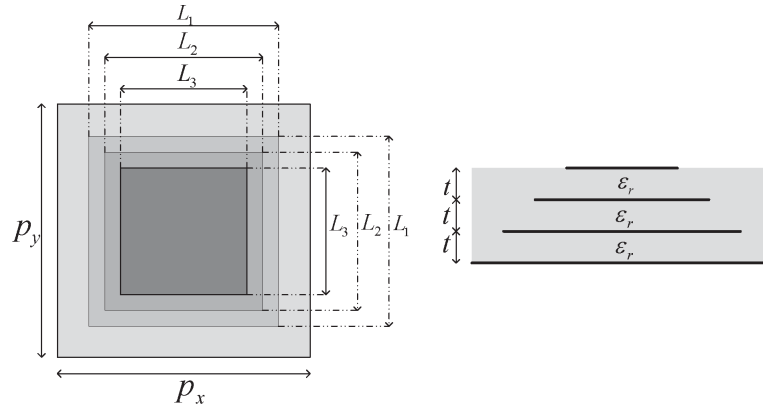
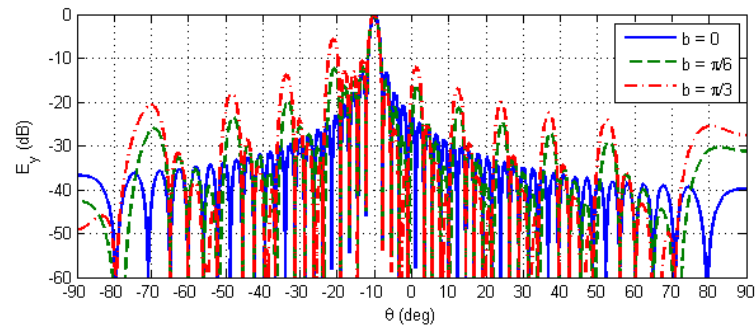
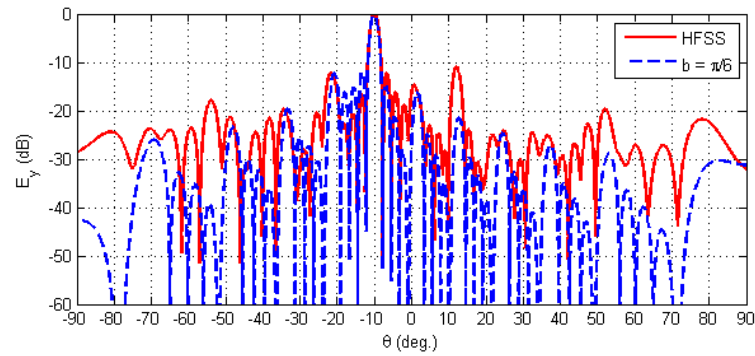


Figure 3.22 Cellule d'un RR à trois couches.



(a)



(b)

Figure 3.23 Le champ lointain normalisé pour un RR à trois couches avec $\theta^i = 34^\circ$. (a) $\tilde{E}_y(\theta)$ pour des sauts de phase à chaque 4π , sans erreur ($b = 0$) et avec les erreurs $b = \pi/6$ et $b = \pi/3$; (b) Simulation par HFSS pour 45 éléments dans la direction des x et $\tilde{E}_y(\theta)$ calculé par l'équation 3.3 pour $b = \pi/6$.

CHAPITRE 4

ARTICLE I : Numerical Diffraction of Array-Guided Surface Waves on Finite Frequency Selective Surfaces

Rachid El hani et Jean-Jacques Laurin

Publié en Juillet 2013 dans IEEE Transactions on Antennas and Propagation

In this paper, an adaptation of Hurst's method to take into account the presence of array guided surface waves in the calculation of the scattered field of finite frequency selective surfaces in free space is presented. Numerical approaches to determine the guided wave's wavenumber needed in this calculation, namely Prony's method and the discrete Fourier Transform (DFT), are examined and compared. The results show that the scattered fields obtained with the proposed method, which is based on numerically extracted diffraction coefficients, are in very good agreement with those obtained with the method of moments.

4.1 Introduction

In the analysis of large periodic structures, planar antenna arrays and frequency selective surfaces (FSS), it is often assumed that the currents can be well approximated by assuming an infinite array. In this case, Floquet's theorem allows the analysis to be limited to a single cell. It is known however that under certain conditions, surface waves for which the wavenumber is not associated with Floquet modes can be excited on finite size arrays. Such array-guided surface waves (AGSW) have been studied early in Serracchioli et Levis (1959); Shen (1971); Mailloux (1965); Richmond et Garbacs (1979), in the context of linear arrays and Yagi-Uda antennas. Disturbances in the currents of a finite array of dipoles were reported in Allam et Parker (1989). These surface waves occur at frequencies lower than the resonance frequency of array elements and when the period of the array is less than half a wavelength. Under these conditions, grating lobes do not exist but the diffraction of the AGSW at the end of the array can contribute to the radiation or scattering pattern Munk (2006); Munk *et al.* (2001); Janning et Munk (2002); Civi et Pathak (2006). In view of this, it becomes clear that the accurate prediction of finite array patterns and FSS bistatic scattering performance should take into consideration the excitation of the AGSW and their diffraction at the edges of the structure. The authors in Janning et Munk (2002) and Civi et Pathak (2006) analyze the AGSW phenomena and they use the discrete Fourier Transformation (DFT) of the element currents to obtain the AGSW propagation constant. Semi-infinite and finite arrays

are considered respectively in Janning et Munk (2002) and Civi et Pathak (2006). In both cases the structures are analyzed with the method of moments (MoM). In Craeye et Arts (2003), the surface wave propagation constant in a finite linear phased array of wire elements is calculated, when only one outer wire is excited. The infinite array impedance matrix is used in Sjoberg (2007) to analyze a large finite structure. The surface waves are characterized by performing the singular value decomposition of this impedance matrix.

Methods to compute the fields diffracted by the edges of perfectly conducting plates based on physical optics or the geometrical/uniform theory of diffraction are well known. These techniques however do not apply when the impedance of the diffracting surface varies periodically. In this paper we are interested in numerical methods to calculate current distributions and scattered far fields of large finite FSS, which are also capable of describing the AGSW behavior. Several methods have been proposed, such as those described in Chou *et al.* (2002); Civi (2003); Bakir *et al.* (2008); Hurst (1992, 1993); Bekers (2004); Bekers *et al.* (2006, 2009). In Chou *et al.* (2002) and Civi (2003) a hybrid DFT-MoM approach was introduced. A “forward-backward” method combined with the DFT method is used in Bakir *et al.* (2008). As shown in Civi (2003) and Bakir *et al.* (2008), this combined approach consists in dividing the contributing elements into groups of strong and weak interaction regions. The contribution from the strong region is evaluated with an element-by-element MoM solution, whereas the contribution from the weak region is computed by using a few significant terms of the DFT representation of the entire array currents. In Bekers (2004); Bekers *et al.* (2006, 2009), the authors propose an eigencurrent approach to analyze finite arrays. This approach is detailed in Bekers (2004). It consists first in a decomposition of the finite array into a hierarchy of subarrays. Then, the eigencurrents of the total finite array is constructed from the eigencurrents of the subarrays. To reduce the computation effort, only the eigencurrents that contribute to the mutual coupling between the subarrays are taken into account. In Hurst (1992), the approach proposed consists of calculating the electric field (or magnetic field) using the MoM for two (or more) electrically small arrays. These arrays must have the same shape and the same physical characteristics as the original large structure. Then, the far field for the electrically large size model can be determined.

Although the approaches presented in Chou *et al.* (2002); Civi (2003); Bakir *et al.* (2008); Bekers (2004); Bekers *et al.* (2006, 2009); Hurst (1992, 1993) are significantly reducing the computing time to analyze finite arrays, the computation time to solve for the currents and compute the scattered field is increasing with the size of the finite FSS, which eventually leads to a limitation of the size of the array that can be analyzed. High-frequency methods based on diffraction theory are, on the other hand, independent of the number of array elements. They should however be adapted to take into account the propagation of the AGSW and

their diffracted fields, as well as the periodicity of the FSS. In Hurst (1993), a method to compute the fields diffracted by a uniform (non-periodic) structure that takes into account the presence of surface waves is presented. The structure considered is a grounded dielectric slab for which it is possible to obtain the analytical expressions of the guided wave fields and derive the guided mode's wavenumber.

The approach we are proposing in this paper is based on the diffraction coefficients at edges of the FSS. In fact, it is a method to compute the diffracted fields at the edges of a FSS illuminated with an incident plane wave when the AGSW can propagate. Once the diffraction coefficients are known, it allows the calculation of the far field for any size of similar large finite FSS without additional computational effort. This approach is a combination of methods presented by Hurst in Hurst (1992) and Hurst (1993). More specifically, we are considering periodic structures as in Hurst (1992) but also the possibility of diffracting surface waves as in Hurst (1993). In order to address the problem of FSS scattering in presence of the AGSW, an additional procedure will be introduced to numerically obtain the AGSW's wavenumber. Two techniques, namely Prony's method and discrete Fourier transform will be compared for this purpose. Although the AGSW phenomena are present on both finite antenna arrays and FSS, the method presented in this paper is only applied to the FSS case.

4.2 Formulation

Let us consider the structure illustrated in Fig.4.1. It is a simple case of finite FSS made of identical dipoles in free space, oriented in the \hat{z} direction. This model was also considered in Munk (2006); Munk *et al.* (2001); Janning et Munk (2002).

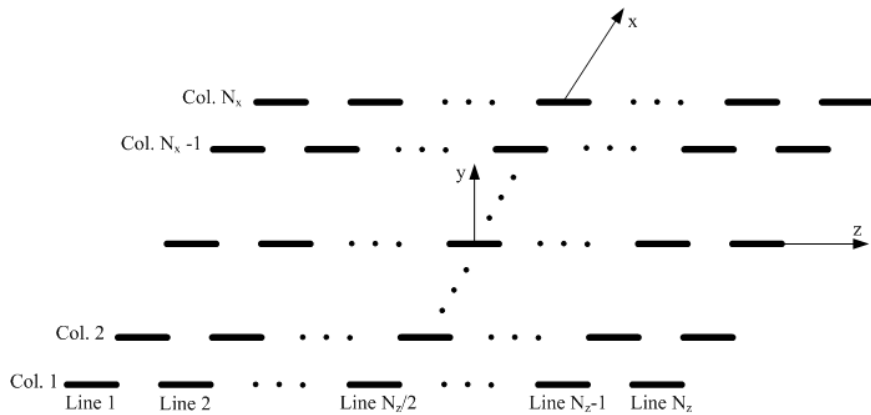


Figure 4.1 The finite array of $N_x \times N_z$ dipoles in free space.

Inter-element spacing in \hat{x} and \hat{z} directions are D_x and D_z , respectively. The dipoles are

assumed to be very thin ; then only \hat{z} -directed currents can be assumed. The array is excited by a uniform plane wave for which the electric field is given by :

$$\bar{E}^i = \hat{z}E_o^i e^{-jk\hat{s}\cdot\bar{r}} \quad (4.1)$$

In (4.1) \bar{r} is the observation point, k is the free space wavenumber, the amplitude $E_o^i = 1 \text{ V/m}$ is assumed and $\hat{s} = -(\hat{x}s_x + \hat{y}s_y + \hat{z}s_z)$ is a unit vector along the propagation direction of the incident plane wave. It is assumed that the incident wave propagates in a direction parallel to the H plane of the dipoles, leading to $s_x = -\cos(\varphi_{inc})$, $s_y = \sin(\varphi_{inc})$ and $s_z = 0$.

The steps to calculate the fields diffracted at the edges of the array illustrated in Fig. 4.2 are as follows :

- Determine the equations that describe the far field as a function of diffraction coefficients and surface wave propagation constant ;
- Use MoM to calculate the far field of several small size finite arrays ;
- Use the element currents on the periodic structure to determine the propagation constant of the AGSW with the Prony or Fourier methods introduced in section 4.2.2 ;
- For each observation angle φ , constitute a system of linear equations using the results of the first step and the calculated far field, and calculate the desired diffraction coefficients ;
- Use the obtained diffraction coefficients in the calculation of the far fields of arrays of arbitrary size.

These steps will be described in details in the following sub-sections. A Validation example will be given in Section 4.3.

4.2.1 Numerical Extraction of the Diffraction Coefficients

The scattered fields of large rectangular structures obtained by combining geometrical optics and edge diffracted fields depends on N_{dc} unknown diffraction coefficients. Our aim is to determine the unknown scattered fields for a large finite FSS. In the far-field region and for a fixed angle of incidence edge diffraction coefficients depend on the scattering angle φ (i.e. observation point), but not on the size of the scatterer. Therefore, if we calculate the scattered fields for N_{dc} different sizes of our finite FSS, we can compose a linear system of N_{dc} equations which can then be solved for the N_{dc} unknown diffraction coefficients. These finite FSS should be chosen to have small numbers of elements so that a finite numerical method (MoM, FEM, ...) can be conveniently used to calculate the scattered fields. Except for the size of the FSS, all simulation conditions should stay the same for the N_{dc} cases considered in the simulations. Once the diffraction coefficients are obtained by this procedure, they can be

used to calculate the total far field of any large size finite FSS of the same type, as suggested in Hurst (1992).

As a first example, we present a simple diffraction case without taking into account the surface waves as shown in Fig.4.2. The finite FSS has a length $N_x D_x = 2a$ in the \hat{x} -direction and is illuminated by a plane wave, as described by (4.1). We consider only the diffraction of the incident wave at the edges $x = -a$ and $x = a$. We do not consider the diffraction at the edges $z = -N_z D_z/2$ and $z = N_z D_z/2$. Indeed, we will show in Section 4.3 that if N_z is large enough its value does not affect the results for the polarization used. The total field at the observation point P in the far-field region for a given angle of incidence φ_{inc} obeys to the following equation :

$$(E(P) - E^r) e^{jk r_o} \sqrt{r_o} = D_1(\varphi) e^{-jka\eta} + D_2(\varphi) e^{jka\eta} \quad (4.2)$$

where $\eta = \cos \varphi + \cos \varphi_{inc}$, D_1 and D_2 are the diffraction coefficients and E^r is the geometrical optic reflected field. In the far region, $E^r = 0$ except in the direction of specular reflection. The field $E(P)$ can be obtained by a numerical method such as MoM. Changing the FSS length $2a$, a second equation is obtained. So the assumed unknown coefficients D_1 and D_2 can be solved for. The process is repeated for all values of the observation angle φ .

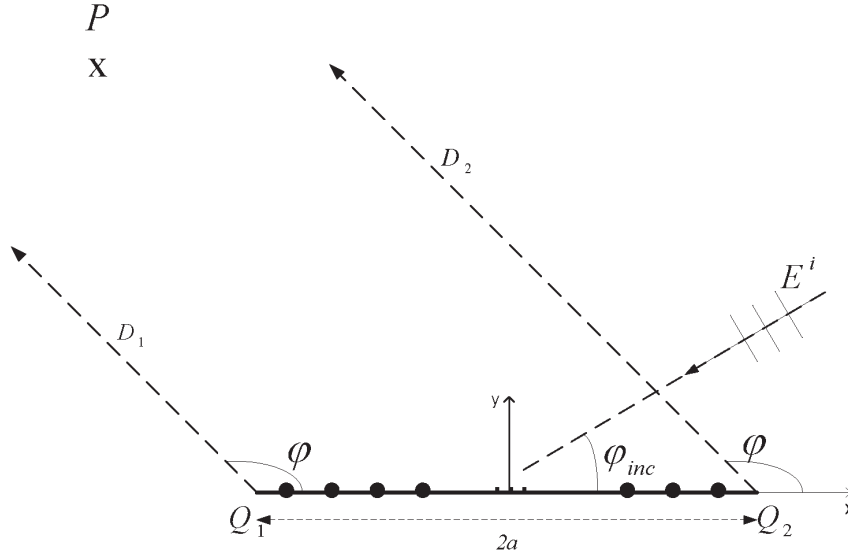


Figure 4.2 Diffraction from FSS without the AGSW

In order to account for the AGSW we now consider the case illustrated in Fig.4.3. In this case, (4.2) must be modified as follows to include rays propagating as surface waves between

the two diffracting edges :

$$\begin{aligned}
& (E(P) - E^r)e^{jkr_o}\sqrt{r_o} = D_1(\varphi)e^{-jkan} \\
& + D_2(\varphi)e^{jkan} + D_{12}(\varphi)e^{jkan'}e^{jk_{sw}2a} \\
& + D_{21}(\varphi)e^{-jkan'}e^{-jk_{sw}2a}
\end{aligned} \tag{4.3}$$

In (4.3) k_{sw} is the AGSW wavenumber, $\eta' = \cos \varphi - \cos \varphi_{inc}$, $\eta = \cos \varphi + \cos \varphi_{inc}$ and E^r is the same as in the previous case. In Fig.4.3, the various diffraction coefficients are defined as follows :

- D_1 and D_2 represent the diffraction of the incident wave towards the direction of observation specified by φ ;
- D_3 and D_4 represent the diffraction of the incident wave towards the opposite edges of the array by way of surface waves ;
- D_5 and D_6 represent the diffraction of the surface waves towards the direction of observation specified by φ .

According to Fig.4.3, we can reduce the number of unknown coefficients by using the following definitions : $D_{12} = D_3D_6$ and $D_{21} = D_4D_5$. The coefficients D_{12} and D_{21} can be seen as approximations of the double diffraction coefficients. It should be noted that these coefficients might not be easily separable, as indicated in Albani (2005). However, this has no impact on the accuracy of the proposed formulation because these coefficients are used as a whole and there is no attempt to separate them in two single diffraction coefficients.

The field $E(P)$ needs to be calculated for only four values of $2a$ to have a sufficient number of independent equations to solve for the coefficients D_1 , D_2 , D_{12} and D_{21} . The process is repeated for all values of φ . We can then re-use these coefficients to obtain the total field for any size of our finite FSS using equation (4.3). However, before using this technique we need to determine the AGSW wavenumber k_{sw} .

4.2.2 AGSW Wavenumber

The AGSW wavenumber k_{sw} can be found from the zeros of the infinite array scan impedance Janning et Munk (2002), or from the zeros of the determinant of the impedance matrix calculated in the MoM analysis of infinite array.

We can also analyze array currents of finite structures using Prony's method to determine k_{sw} , as done in Hurst (1993) in the case of the grounded dielectric slab. Prony's method gives a solution for the problem by finding a sum of weighted exponentials fitting a set of given data points. Using N_x array current samples, the data were assumed to fit an M -poles model, i.e.

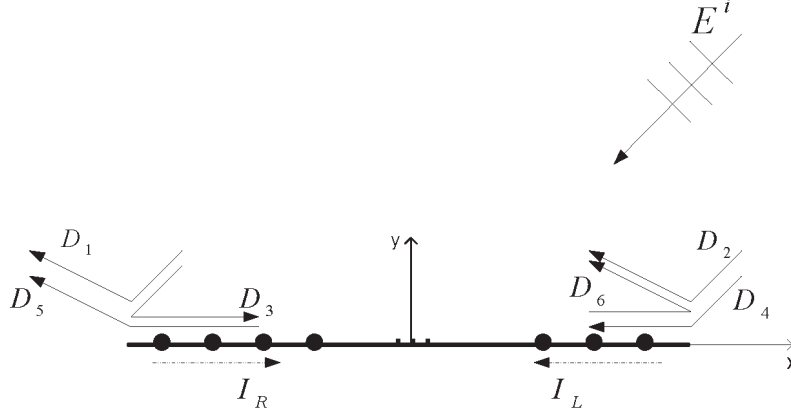


Figure 4.3 Diffraction from FSS with the AGSW.

$$J_z(x) = \sum_{n=1}^M A_n e^{\gamma_n x} \quad (4.4)$$

where $M \leq N_x/2$ and J_z represents the fitted current distribution.

In order to apply Prony's method without *a priori* assumptions, A_n and γ_n should be chosen as complex. Then, if the dominant pole is the m^{th} pole, β_{sw} is the imaginary part of $\gamma_m = \gamma_{sw}$, where $\gamma_{sw} = jk_{sw} = \alpha_{sw} + j\beta_{sw}$. The application of this method to periodic surfaces could be problematic as pointed-out in Hurst (1993) since a surface wave has an infinite number of harmonics and ideally, one should know *a priori* how many poles M are present in order to apply Prony's method. As indicated in Van Blaricum et Mittra (1978), accurate results can still be obtained by assuming a number of spatial frequencies greater than the number actually present and discarding the spurious spectral components generated by the algorithm. The corresponding M poles are fixed and we check if one or more are equal to zero. If there are L poles equal to zero, then we subtract L from M . However, this approach to find M is not straightforward since Prony's method is sensitive to noise Van Blaricum et Mittra (1978).

It is shown in Janning et Munk (2002) and Civi et Pathak (2006) that β_{sw} can also be found from appropriate maxima of the array current's discrete Fourier transform (DFT) in the finite array. In this case, we assume that the waves forming this current distribution are not attenuated. The discrete, spatial Fourier transform for an array with N_x columns can be defined as :

$$F(u_x) = \frac{1}{N_x} \sum_{n=1}^{N_x} I_n e^{-j2\pi u_x (n-1) D_x / \lambda} \quad (4.5)$$

where u_x and D_x are respectively the spectral component and the cell size in \hat{x} -direction. The coefficients I_n , $n = 1, \dots, N_x$, are the array currents on the elements located on a row of the array parallel to the z axis. To estimate the value of β_{sw} for a large array, we choose to use arrays located along the line $z = 0$, so as to maximize the distance with the array edges. According to the sampling theorem, for a sampling period D_x , u_x is bounded as :

$$-\frac{\lambda}{2D_x} < u_x < \frac{\lambda}{2D_x} \quad (4.6)$$

where λ is the wavelength in free space at the operation frequency.

4.3 Numerical Example

We consider an $N_x \times N_z$ finite FSS made of an array of dipoles in free space as shown in Fig.4.1. The inter-element spacings are $D_x = 0.53\lambda_o$ and $D_z = 0.3\lambda_o$ while the length and width of the dipoles are respectively $0.5\lambda_o$ and $0.0075\lambda_o$. Here λ_o is the wavelength in free space at 10 GHz. The angle of incidence used is $\varphi_{inc} = 45^\circ$. The MoM solution used in this paper were obtained with the Matlab code available in Makarov (2002). The element current I_n for dipole n , is the average along the dipole of the current calculated with the MoM.

In our case, since the direction of propagation of the incident wave is in the H plane of the dipoles and we are using very narrow dipoles, we can suppose that the scattered field does not vary much in the z direction. Then, we suppose that the field is diffracted only from edges $x = -N_x D_x / 2$ and $x = N_x D_x / 2$. Fig.4.4 shows the far -field calculated with the MoM for $N_z = 10, 17$ and 25 , with $N_x = 35$. We notice a slight difference of the field given for $N_z = 10$ relative to the others. However, the fields for $N_z = 17$ and 25 are practically the same. Therefore, in the following calculations $N_z = 17$ was used in order to reduce the simulation time.

Fig.4.5 shows the element currents in the dipoles on the middle line at $z = 0$ for an array of $N_x = 41$ by $N_z = 17$ dipoles and at frequencies 7.8, 8 and 10 GHz. The results are very similar to those shown in Munk (2006) (page 3, Fig 1.3.b and Fig 1.3.c). For instance the maximum peaks at 7.8 GHz are approximately twice as large the average current at 10 GHz. Also, the period of the peaks at 7.8 GHz is about $7D_x$, as in Munk (2006), and the curves in Fig.4.5a and Fig.4.5c have the same shape as those given in Munk (2006). At 7.8 GHz, a quasi-periodic double-peaked pattern can be observed in the current magnitude plot. These beats, with a period of about $7D_x$ or $8D_x$, are possibly due to interference between the

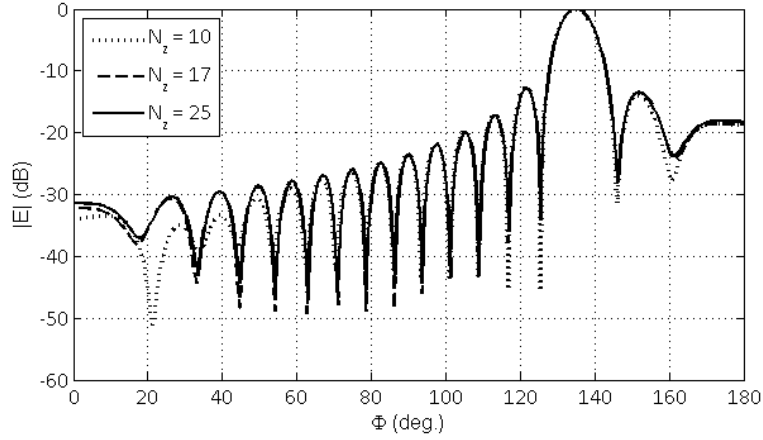
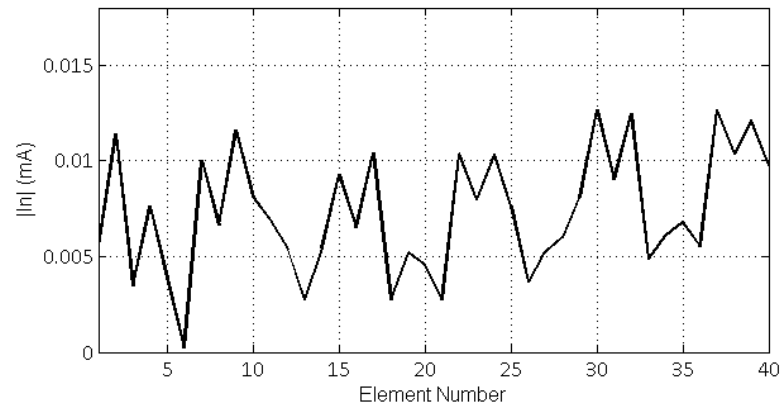


Figure 4.4 Normalized MoM far field for $N_z = 10, 17$ and 25 for $N_x = 35$ at 10 GHz, H plane.

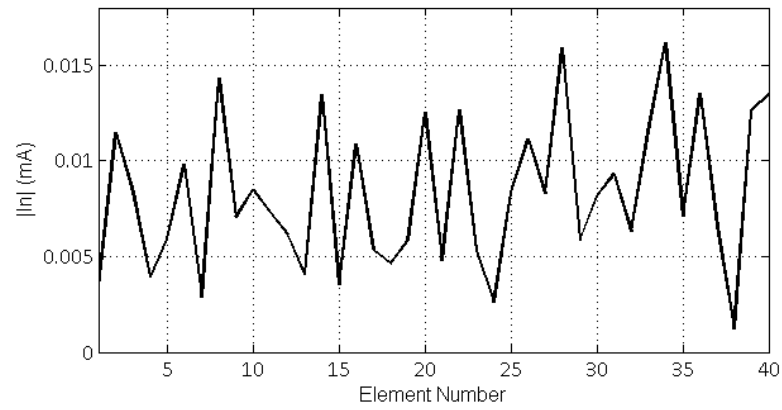
Floquet modes' currents and the currents associated with the surface waves guided by the array. At 8 GHz, such periodicity is not as clearly observable but the currents are obviously not those of a traveling wave. This however seems to be the case at 10 GHz where the current's magnitude is almost constant over the whole structure. For 7.8 GHz and 8 GHz, in Fig.4.5a and Fig.4.5b, the total current is composed by Floquet currents I_F , currents associated with the AGSW propagation in the left and right directions, I_L and I_R , and the current designated by I_{Diff} due to the truncation of the finite array. However, near resonance in Fig.4.5c the total current is composed only of I_F and I_{Diff} . The value of N_z could affect the element currents in Fig.4.5 but it was observed in this example, that for N_z greater than 17, the array currents on the middle line (in \hat{x} -direction for $z = 0$) practically do not change.

To determine k_{sw} , we will examine Prony's method and the DFT applied to the element currents of the dipoles on the middle line of the array with $N_x = 32$ and $N_z = 17$. Fig.4.6 illustrates the current coefficients given by these two approaches for the three frequencies versus ku_x where ku_x is the imaginary part of γ_n in (4.4) and equals $2\pi u_x/\lambda$ in (4.5). Fig.4.6a and Fig.4.6b show a good agreement between the two approaches for the frequencies 7.8 and 8 GHz. However, in Fig.4.6c we note that Prony's method gives some unexpected modes near $ku_x = -200$ and $ku_x = 330$. These modes are mainly due to the abrupt variation of the current near the array edges. If we apply Prony's method to the current distribution truncated to remove this variation, the parasitic peaks corresponding to the unexpected modes disappear. The strongest peak in Fig.4.6c corresponds to Floquet mode TE_{00} , with the wavenumber $k_{00}^{TE} = 2\pi \cos(\varphi_r)/\lambda$; where $\varphi_r = 180 - \varphi_{inc}$ is the specular reflection direction.

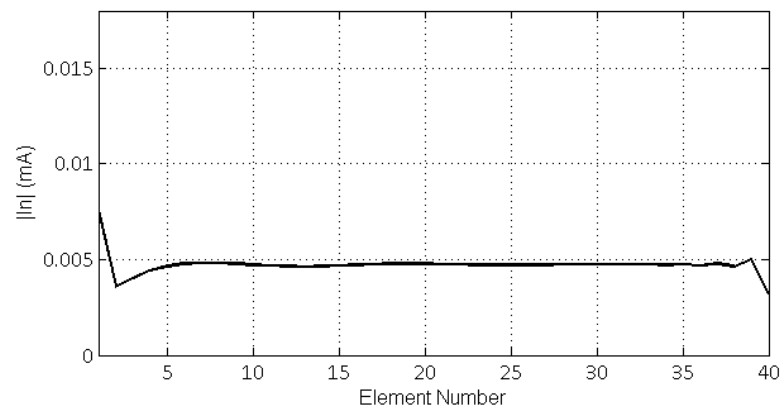
Tables 4.1 and 4.2 give the results of Prony's method and DFT respectively for the peaks of Fig. 4.6 corresponding to spectral components in the neighborhood of the theoretical value



(a) 7.8 GHz

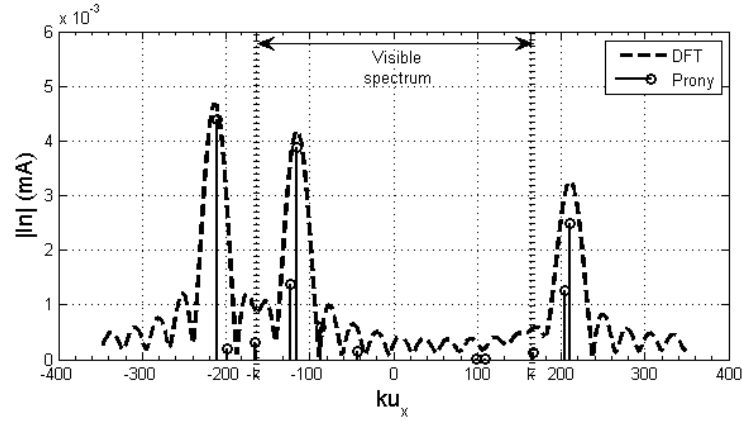


(b) 8 GHz

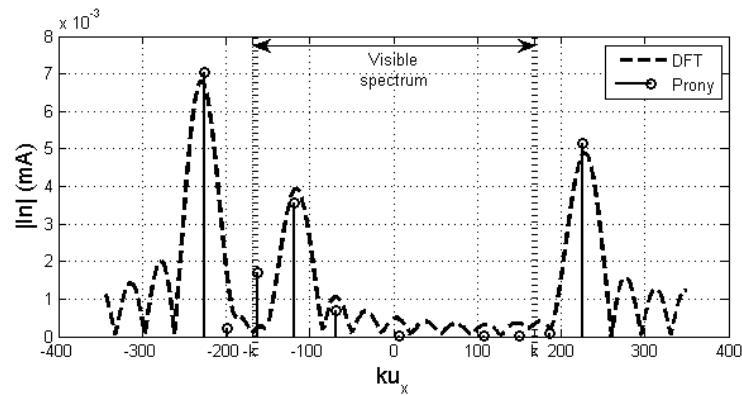


(c) 10 GHz

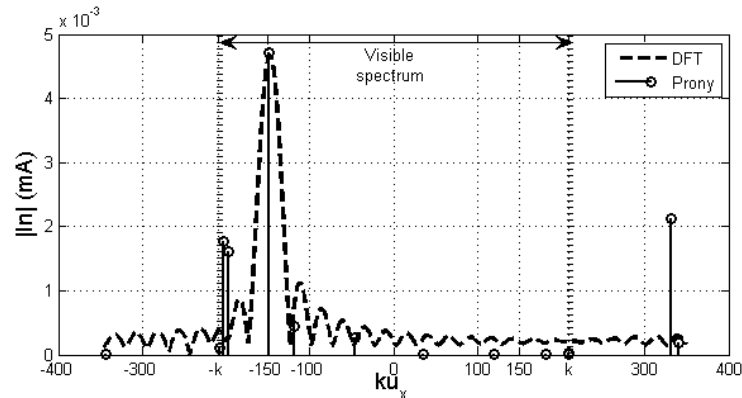
Figure 4.5 Element currents of the dipoles on the middle line (line 9) of the dipole array at frequencies 7.8 GHz, 8 GHz and 10 GHz, for an angle of incidence of 45 degrees, $N_z = 17$ and $N_x = 40$.



(a) 7.8 GHz



(b) 8 GHz



(c) 10 GHz

Figure 4.6 Current distribution using DFT and Prony's method at frequencies 7.8, 8 and 10 GHz.

of k_{00}^{TE} . It can be seen that the imaginary part of both γ_{Prony} and γ_{DFT} are very close to the expected value at the three frequencies (e.g. 148.24 vs 148.22 at 10 GHz). At 7.8 and 8 GHz we can observe other peaks that are stronger than those of the TE_{00} . These main peaks

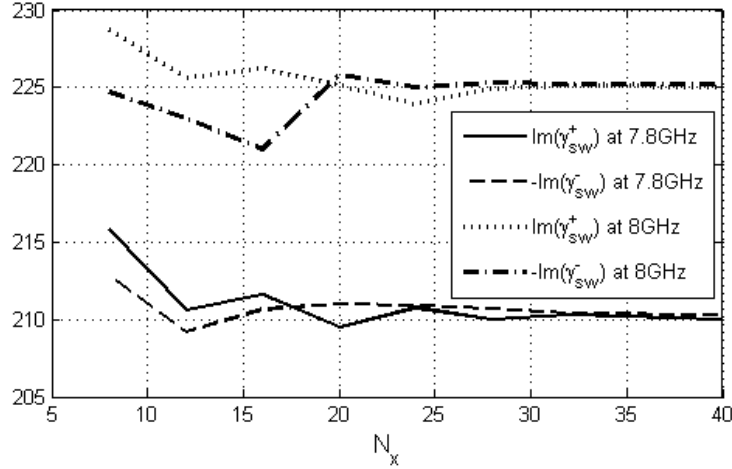
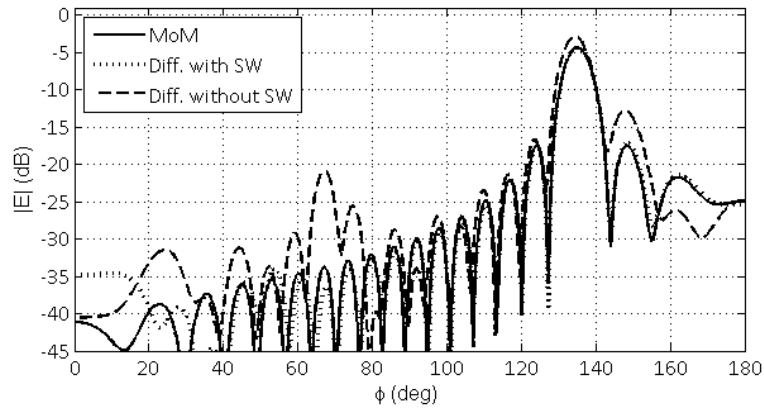


Figure 4.7 The imaginary part of γ_{sw}^+ and $-\gamma_{sw}^-$ as a function of N_x using Prony's method for $N_z = 17$ at frequencies 7.8 and 8 GHz.

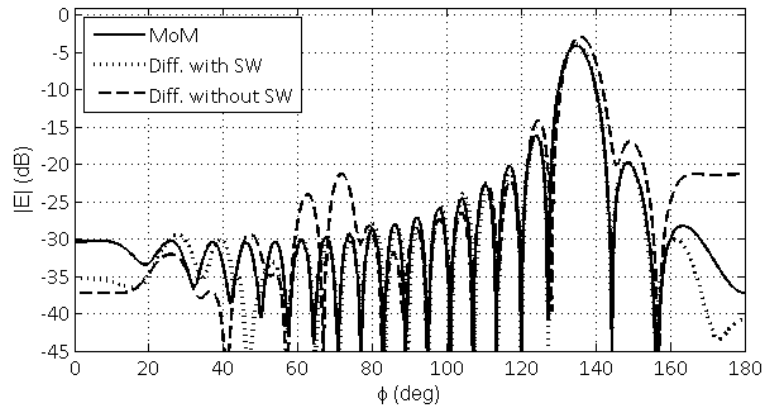
Tableau 4.1 Floquet propagation constant as obtained by Prony's method for $\varphi_r = 135^\circ$, $D_x = 0.53\lambda_o$ and $D_z = 0.3\lambda_o$

	γ_{Prony}	jk_{00}^{TE}
7.8 GHz	$1.12 - j115.30$	$-j115.61$
8 GHz	$0.16 - j118.30$	$-j118.57$
10 GHz	$0.04 - j148.24$	$-j148.22$

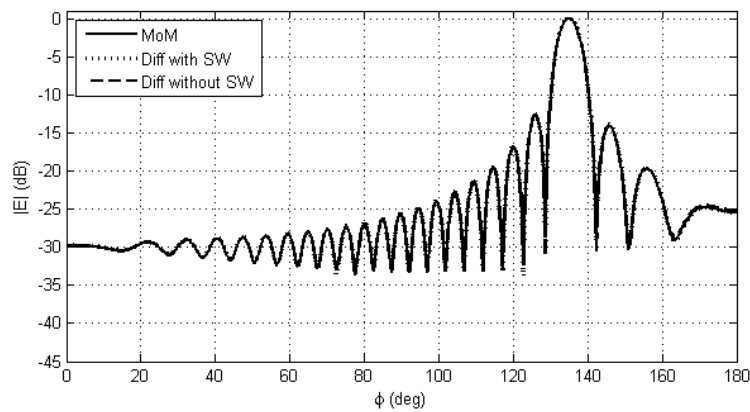
correspond to values of $|ku_x|$ that are outside the visible spectrum $[-k, k]$ in both cases, which suggests they are due to the AGSW. Tables 4.3 and 4.4 giving propagation constants for waves propagating in the $+x$ and $-x$ directions show that there is no significant difference between these β_{sw} values obtained by Prony's method and DFT. We can notice that taking into account the real part of γ , as it is the case in Prony's method, does not influence the accuracy obtained on the imaginary part. In fact, the obtained real parts are much smaller than the imaginary parts of the four values of γ_{sw} given in Table 4.3. Three values have real parts that correspond to a negative attenuation constant (i.e. gain) of the surface waves in the direction of wave propagation and one has a real part corresponding to a positive attenuation constant. In addition, the real parts for propagation in the $+x$ and $-x$ directions at the two frequencies have a large relative difference. This suggests that these real parts are possibly inaccurate and should therefore be ignored. This inaccuracy is probably due to a limitation of the procedure when the number of modes is not known *a priori*, as indicated in Van Blaricum et Mittra (1978). Therefore only the imaginary parts in Tables 4.1 and 4.3



(a) 7.8 GHz



(b) 8 GHz



(c) 10 GHz

Figure 4.8 Far field from the 40×17 dipole array, using the MoM, Numerical diffraction taking account of the AGSW (4.3) and without taking account of the AGSW (4.2), at frequencies 7.8, 8 and 10 GHz with $D_x = 0.53\lambda_o$ and $D_z = 0.3\lambda_o$.

Tableau 4.2 Mode TE_{00} propagation constant calculated by DFT for $\varphi_r = 135^\circ$

	γ_{DFT}	jk_{00}^{TE}
7.8 GHz	$-j115.30$	$-j115.61$
8 GHz	$-j118.47$	$-j118.57$
10 GHz	-148.24	$-j148.22$

Tableau 4.3 AGSW propagation constant by Prony's method for $\varphi_r = 135^\circ$, $D_x = 0.53\lambda_o$ and $D_z = 0.3\lambda_o$

	γ_{sw}^-	γ_{sw}^+
7.8 GHz	$0.27 - j210.4$	$0.21 + j210.3$
8 GHz	$0.20 - j225.2$	$-0.87 + j225.1$

will be considered in (4.3).

Once the wavenumbers k_{sw} are determined, we can use the technique described in the previous section to find the far field accounting for the AGSW, after calculating the coefficients D_1 , D_2 , D_{12} and D_{21} . The values of N_x used in the four small array models have to be chosen first. These values should not be too large to keep the computing time low in the MoM solutions, but they have to be large enough to ensure that eq. (4.3) is a valid approximation. In particular, it should be verified that surface waves have established on the periodic structure and that k_{sw} can be determined with a good accuracy. In Fig.4.7 we show the values obtained for $Im(\gamma_{sw}^+)$ and $-Im(\gamma_{sw}^-)$ obtained with Prony's method as a function of N_x ($N_z = 17$ in all cases). It can be seen that the results have converged near $N_x = 20$. Based on this result, the smallest array used in the diffraction coefficients calculations had $N_x = 20$. In Fig.4.8, we provide comparisons of electrical scattered far field obtained by MoM with equations (4.2) and (4.3), i.e. with and without taking into account the AGSW in the diffraction terms. All the curves have been normalized with respect to the peak value obtained at 10 GHz with the MoM solution. A comparison between the peak values is given in Table 4.4.

In the case without surface waves, we used equation (4.2) for two arrays with sizes 20x17 and 24x17 to calculate D_1 and D_2 . Then the far field for a larger FSS with sizes 40x17 is determined. When we consider the presence of the AGSW, we use (4.3) for four arrays with sizes 20x17, 24x17, 28x17, and 32x17. After calculating the coefficients D_1 , D_2 , D_{12} and D_{21} , we get the far field for a larger FSS of 40x17 elements.

As mentioned previously, at around 10 GHz, the AGSWs are not excited, hence the three methods give the same results, as shown in Fig.4.8c. At frequencies 7.8 and 8 GHz, the fields obtained without the consideration of surface waves, are about 3 dB different from MoM

Tableau 4.4 AGSW propagation constant by DFT for $\varphi_r = 135^\circ$

	γ_{sw}^-	γ_{sw}^+
7.8 GHz	$-j213.20$	$+j210.80$
8 GHz	$-j229$	$+j228.10$

Tableau 4.5 Comparison of the normalized field peak values given by Fig.4.8

	7.8 GHz	8 GHz	10 GHz
MoM	-4.38 dB	-4.10 dB	0 dB
Diff. with SW	-4.37 dB	-3.93 dB	0.04 dB
Diff. without SW	-2.95 dB	-2.93 dB	0.00 dB

fields in the specular direction at $\varphi = 135^\circ$ and more in some other directions. However, for all frequencies, the far fields obtained when we take the AGSW into account agree much better with the one obtained by MoM analysis. It was also found that using the value of k_{sw} calculated by Prony's method or by DFT gives essentially the same far field results.

For the simulations results shown in this paper, we used a PC equipped with an Intel Core (TM) i5 CPU clocked at 2.66 GHz and having 4GB of RAM. The computation time of the diffraction coefficients took less than one second (about 0.4s) and the computation of the far field, using the diffraction coefficients took about 0.06s. However the computation of the far fields using MoM took about 519s, 920s, 1633s and 2179s for the arrays of 20x17, 24x17, 28x17 and 32x17 dipoles, respectively. This is clearly the dominant step in terms of computing time. In the MoM solution we solve a linear system of equations involving a full matrix with $N_x \times N_z \times 15$ unknowns, where 15 is the number of basis functions on each dipole. The complete solution of the 40x17 array using MoM, including the solution for the currents and the far field computations, took 5213s. For the same array, the sum of the computation times for all the steps of the proposed approach was 5251s, which is about the same. When the array size is increased, the computation time with the proposed approach remains constant, which is of course not the case with the direct MoM solution.

When matrix inversion or Gaussian elimination is used in the MoM solutions, computation time increases approximately with $O(N^3)$. It can be verified that we have $20^3 + 24^3 + 28^3 + 32^3 \approx 42.5^3$. This means that from the strict point of view of MoM matrix inversion, our method would become advantageous for arrays with $N_x > 43$, assuming a fixed value for N_z and a constant number of basis functions on each dipole. This is close to the value of 40 found above with the actual computation times. In this case however all the computation

steps were included and not only the solution of the linear systems involved in the MoM.

4.4 Conclusion

Using a numerical method based on MoM analyses of some small finite FSS to obtain diffraction coefficients, we can calculate the far field scattered by a similar finite FSS of arbitrary large dimensions. This method is adapted to take into account the presence of the AGSW. It was found that, the wavenumbers of the AGSW and Floquet currents can be obtained by DFT or by Prony's method applied to array currents. We have obtained a good agreement of the fields calculated with the proposed method with those obtained by MoM simulations of fields scattered by a large FSS. In this simplified analysis, it was assumed that the FSS is an array of dipoles in free space, as shown in Fig.4.1. More generally, the approach presented in this paper can be applied to more complex geometries and to printed FSS with or without the grounded substrate.

CHAPITRE 5

ARTICLE II : Specular Reflection Analysis for off-Specular Reflectarray Antennas

Rachid El hani et Jean-Jacques Laurin

Publié en Juillet 2013 dans IEEE Transactions on Antennas and Propagation

It is known that for reflectarrays designed to radiate in an off-specular direction, part of the scattered field may still be directed in the specular direction. In this paper, a reflectarray made of single-layer patch elements is considered. The dependence of the unwanted specular reflection on the size of the patches is examined. Moreover, in a global analysis of the reflectarray, we show that this specular reflection can be due to a periodic error occurring in the applied phase shift. It is found that this periodic error also is responsible for the occurrence of a parasitic lobe in backward directions.

5.1 Introduction

Since early publications on the reflectarray antenna Duniam *et al.* (1961)-Berry *et al.* (1963), studies have succeeded in order to improve its performance. Many researchers proposed printed reflectarrays as a future candidates of high-gain antennas Huang (1991); Pozar et Metzler (1993); Huang et Pogorzelski (1998); Encinar (2001). Some advantages of reflectarrays are low profile, low mass and a low manufacturing cost Huang et Encinar (2008). To form a focused beam in a desired direction, a reflectarray is made up of array of elements that provide a pre-adjusted phasing. If we consider the variable size printed elements approach Pozar et Metzler (1993), the reflection phase curves versus the patch size can be predicted accurately with full-wave methods, assuming an infinite periodic array under plane wave incidence.

It is known that variable-size and variable-length delay-line approaches, may lead to increased specular reflection for off-broadside incident rays Huang et Encinar (2008), Lanteri et Migliaccio (2008), Budhu et Rahmat-samii (2011) and El hani et Laurin (2011). In other words, for off-specular reflectarrays, part of the scattered fields may still directed to the specular direction. According to Huang et Encinar (2008), there are two dominant back-scattered components by reflectarray elements. One is the reradiated component due to the resonant activity of the patches, and the other is the specular reflected component by the underlying ground plane. In Budhu et Rahmat-samii (2011), it was proposed that the specular reflections

originate from the grounded dielectric substrate. It was shown that when a smaller fraction ground plane area is exposed to the incident illumination, less specular reflection is generated. The same trend was observed in Hum et Okoniewski (2007) in the case of a reconfigurable reflectarray element.

Recently, we have shown, that the specular reflection for an off-specular reflectarray can also be caused by a periodic error occurring in elements phase shift El hani et Laurin (2011). In fact, the phase shift versus element size relationship is usually computed by assuming an infinite array in which all neighbor elements have the same size. However, in a reflectarray, the elements' size varies progressively from the largest to a smallest size, then changes to the largest one, and so on until the edge of the reflectarray is reached. These abrupt size changes correspond to desired elements phase jumps of $2n\pi$. It is expected that the phase shift effectively introduced by the elements will be different from the phase computed for an array in which all the elements are identical. This phase distortion will occur almost periodically along the surface of the reflectarray, which will induce scattering in undesired directions. In El hani et Laurin (2011), we added a simple piecewise linear error to the desired elements phases, and we used a simple line source model to compute the far field. A good agreement was obtained between this far field and full wave simulations of the finite \times infinite reflectarray illuminated by a plane wave. It was shown that the specular reflection occurs for any desired off-specular main beam direction.

In this paper, we will extend the analysis of El hani et Laurin (2011) to better understand what leads to specular reflection in off-specular reflectarrays. First, we derive the expression of the scattered far field in presence of a piecewise linear phase error in details and show how this error is linked to reflections in the specular and backward directions. Secondly, the dependence of the specular reflection model the size of the patches is studied. Then, a realistic finite size reflectarray model illuminated by a horn antenna is used to validate the conclusions given in this paper.

5.2 Incident Plane Wave Formulation

5.2.1 Theoretical model of the phase error

Let us assume the structure illustrated in Fig.5.1, where the reflectarray is illuminated by a plane wave with incidence angle θ^i . It is assumed that the array is infinite and invariant along the y direction. It should be noted that both angles θ^i and the reflection angle θ^r are signed angles. According to the convention used in this paper, θ^i and θ^r illustrated in the Fig.5.1 are taken as positive and negative respectively. The dimension L of the patch elements is adjusted to re-direct the wave in the θ^r direction. In this configuration, it can readily be

seen that if the variation of L along x is periodic and the array is infinite, two conditions that are usually not met in reflectarrays, Floquet theorem predicts the presence of a wave in the specular reflection.

For simplicity, a TE illumination will be assumed, with the electric field, for $z = 0$, given by :

$$\vec{E}^i = \hat{y}E_y^i = \hat{y}E_0^i e^{-jk_x^i x} \quad (5.1)$$

where $E_0^i = 1V/m$, $k_x^i = -k_0 \sin(\theta^i)$ and k_0 is the free space wavenumber. Since we assume that the reflectarray is illuminated by an incident plane wave, to simplify the analysis, we consider only the y -component of the scattered field.

The E-field of the reflected wave in the direction θ^r , at $z = 0$, is given by

$$\vec{E}^r = \hat{y}E_y^r = \hat{y}\Gamma e^{-jk_x^r x} \quad (5.2)$$

where Γ is an effective reflection coefficient and $k_x^r = k_0 \sin(\theta^r)$.

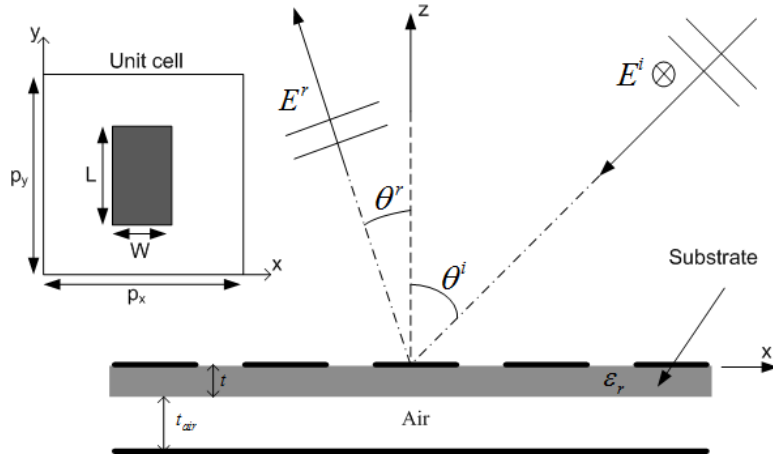


Figure 5.1 xz view of reflectarray, illuminated by plane wave.

The desired phase shift $\phi(x)$ applied by a reflectarray element centered on coordinate x , is given by

$$\phi(x) = (k_x^i - k_x^r)x \quad (5.3)$$

The phase applied by the elements differs from the desired one when there are abrupt geometry changes, i.e. when patches with a large and small values of L are neighbors. The exact effect on the actual phase cannot be obtained easily, but a simplifying assumption can be used to at least see what the effect will be on the scattered waves. In practical reflectarray designs, the ϕ difference between the largest and smallest element is an integral multiple of

2π . In the case of single layer patch arrays considered in this paper we usually have a range of 2π , but a range of 4π is often used in multi-layer designs to improve the bandwidth. Within each $2n\pi$ cycle of ϕ variation, a linear error of $e(x) = ax + b$, can be added to the phase $\phi(x)$ in equation (5.3). Parameters a and b are adjusted to have the phase error coincident with the $2n\pi$ transitions.

In Fig.5.2, we show the desired phase shift without any error and the phase shift after adding a linear error with $b = \pi/8$. In this example, we have used $n = 1$, $\theta^i = 34^\circ$ and $\theta^r = 0^\circ$. We have $a = -2b/\Delta$, where Δ is the period between phase shift transitions, as shown in Fig.5.2. The well-known grating equation relating Δ to the free-space wavelength is given by :

$$\Delta = \frac{n\lambda}{\sin(\theta^i) + \sin(\theta^r)} \quad (5.4)$$

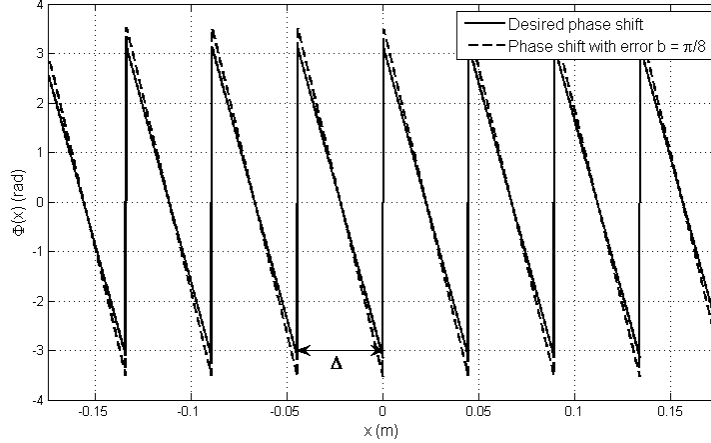


Figure 5.2 Elements phase shift without and with adding errors ; $b = \pi/8$ and $n = 1$.

Since Δ is not an exact integral multiple of the cell size p_x in general, the scattered far field will depend on the position and size of the first array element. To circumvent this effect, it is convenient to approximate the finite array as a finite continuous source along x . In this case, the far-field pattern in the H-plane can be given by the Fourier transform \tilde{E}_y of the Cartesian component in equation (5.2) :

$$\tilde{E}_y(\theta) = \Gamma \int_{-L_x/2}^{+L_x/2} e^{-jk_x^r x} e^{jk_o v x} dx \quad (5.5)$$

where $v = \sin(\theta)$ is the spectral parameter and L_x is the length of the reflectarray in the x direction.

Integration in (5.5) leads to :

$$\tilde{E}_y(\theta) = \Gamma L_x \text{sinc}(k_0 u \frac{L_x}{2}) \quad (5.6)$$

where $u = \sin(\theta) - \sin(\theta^r)$.

After adding the phase error $e(x) = ax + b$ to each $2n\pi$ cycle of the phase $\phi(x)$, the Fourier transform can be written as

$$\tilde{E}_y^e(\theta) = \Gamma \int_{-L_x/2}^{+L_x/2} e^{-j\tilde{k}_x^r x} e^{jk_0 v x} dx \quad (5.7)$$

where $\tilde{k}_x^r x$ is the reflection phase after adding a periodic error $e(x)$.

In order to evaluate the integral (5.7) on each interval of length Δ , the following change of variables is defined :

$$x = x' + M\Delta - \frac{N\Delta}{2}; \quad M = 1, 2, \dots, N \quad (5.8)$$

where the coordinate of the central point of the M^{th} interval is $M\Delta - \frac{(N-1)\Delta}{2}$, x' is limited to the interval $[0, \Delta]$ and N is the number of Δ intervals in x direction. We note that $\tilde{k}_x^r x' = k_x^r x' + e(x')$ for $x' \in [0, \Delta]$. After substituting (5.8) into (5.7), the Fourier transform in (5.7) can be written as

$$\tilde{E}_y^e(\theta) = \Gamma \Delta \text{sinc}(k_0 u \frac{\Delta}{2} + b) \frac{\sin(k_0 u N \Delta / 2)}{\sin(k_0 u \Delta / 2)} \quad (5.9)$$

Comparing (5.6) and (5.9), noting that $N\Delta = L_x$, it can be seen that the numerator in the second factor of (5.9) is the same as in (5.6), which means that the off-specular main beam in the desired direction θ^r will be present in both cases. The first factor in (5.9) is similar to that of an array element factor which is dependent on the element size Δ and the phase error parameter b .

5.2.2 Numerical validation

In order to see if the model described above is valid, simulations of a finite \times infinite array illuminated by an incident plane wave were done with Ansoft HFSS. We used 25 elements in the x direction ($N_x p_x = 14\lambda$) and applied in-phase master/slave boundary conditions on each side of one cell in y direction. Parameter p_x is the period in the x -direction as shown in Fig.5.1. The dimensions of each patch were set by first obtaining the phase versus length L relationship of the rectangular patch, for the case of an infinite periodic array in x and y .

To have an idea about this phase error, we calculated the scattered near-field phase $\phi_s^r(x)$ using HFSS. The following parameters were used : $p_x = p_y = 14\text{mm}$, $W = 3\text{mm}$, $\theta^r = 0^\circ$, and the assumed frequency was 12GHz. Parameters p_x , p_y and W are defined in Fig.5.1. A reflectarray printed on dielectric substrate Pyralux AP8555R ($\epsilon_r = 3.4$ and thickness $t = 5\text{mil}$) was assumed. A 1mm thick air layer is present between the substrate and the ground plane. The local phase shift is given by $k_x^i x - \phi_s^r(x)$. In Fig.5.3, we show the desired phase shift and the local one obtained with HFSS at $z = \lambda/2$. Fig.5.4 shows the error given by HFSS and the linear periodic error with $b = \pi/8$. We note that the HFSS phase shift error has oscillations with a period of approximately Δ and with an amplitude varying around the assumed value of $\pi/8$. The linear error assumed in this section can be considered as a first approximation of the local periodic error.

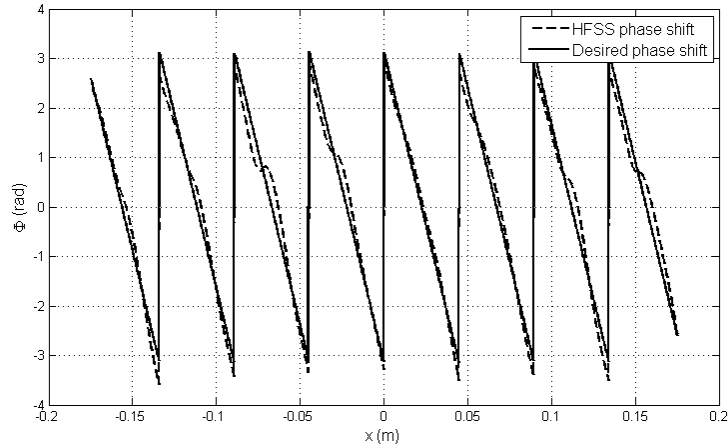


Figure 5.3 Desired elements phase shift and local elements phase shift calculated by HFSS.

The scattered far-field simulated by HFSS is shown in Fig.5.5. As we can see, the results are similar to those obtained by equation (5.9) in which a phase error $b = \pi/8$ has been applied. This value was selected by choosing a value of b providing a good agreement between the far-field patterns obtained from (5.9) and from HFSS. It is interesting to see that the amplitude of the phase error oscillations in Fig.5.4 is near this value. The period Δ is approximately 4.5 cm. The two results show scattering in the desired mean beam direction $\theta^r = 0^\circ$ and in the specular direction at around -34° . We see also an important parasitic lobe in the backward direction at around 34° . This phenomenon is reminiscent of the Littrow blazing condition encountered in diffraction gratings when $\theta^r = \theta^i$ Palmer et Loewen (2005), which also corresponds approximately to $n = 2$ in (5.4) if a Δ value of 4.5 cm is assumed. As shown also in El hani et Laurin (2011) for reflectarrays in free-space with an air substrate,

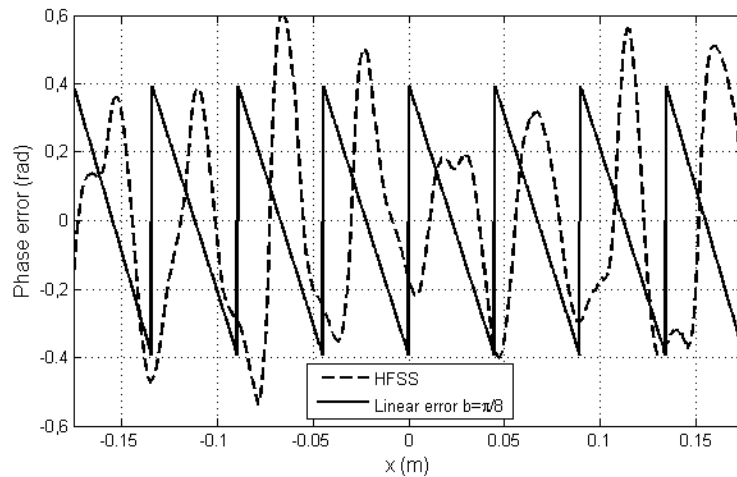


Figure 5.4 Phase error given by HFSS in Fig.5.3 and the periodic linear phase error $ax + b$ with $b = \pi/8$ in Fig.5.2.

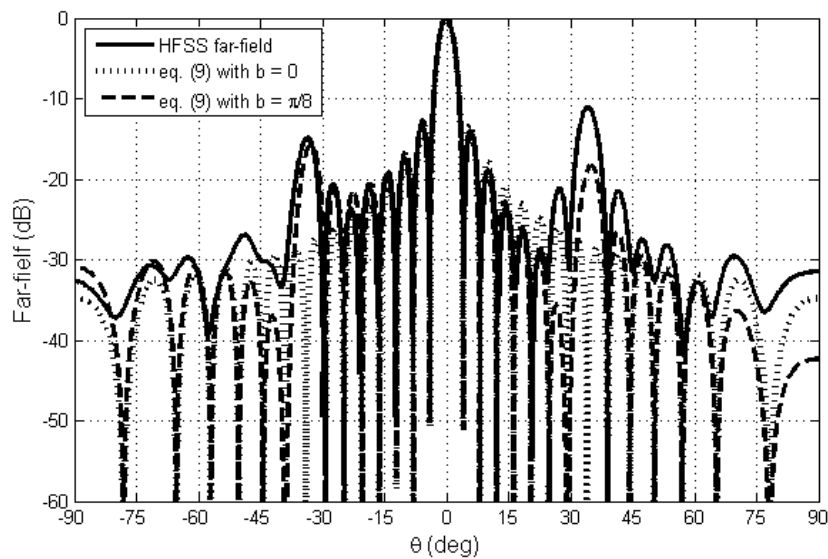


Figure 5.5 Normalized far-field calculated using HFSS and the field given by eq. (5.9) after adding a periodic error $b = \pi/8$; $n = 1$.

besides the desired main beam and the specular beam, other lobes appear. To help predict the directions of these lobes, we define a new variable as $s = k_0 u \Delta / 2$ in equation (5.9) and

we define a function $f(s)$ as follow :

$$f(s) = \text{sinc}(s + b) \frac{\sin(Ns)}{\sin(s)} \quad (5.10)$$

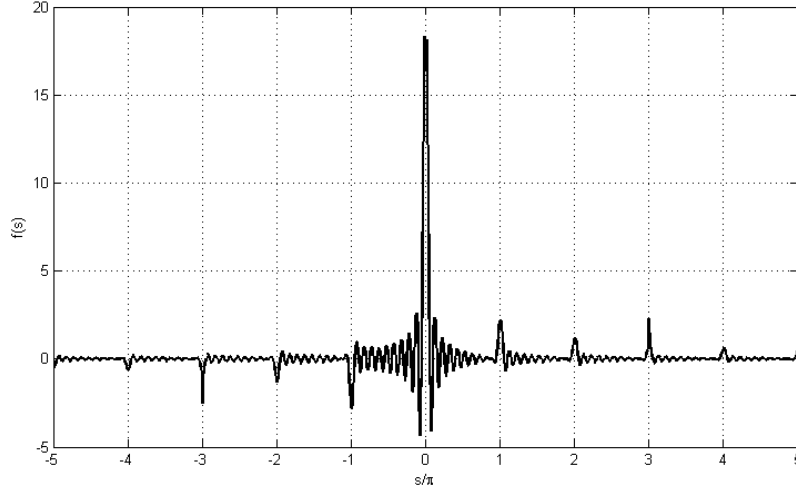


Figure 5.6 Equation (5.10) plotted versus s/π .

Fig.5.6 presents $f(s)$ versus s/π for $b = \pi/8$, To have a sufficient range of s we chose $N = 20$, where $N\Delta = p_x N_x$. We remark that peaks occur for $s = m\pi$ for $m = 0, \pm 1, 2 \pm 3, \dots$ Using (5.4), this can be explicitly written as :

$$\sin(\theta) = (1 + m) \sin(\theta^r) + m \sin(\theta^i) \quad (5.11)$$

for $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$

and $-1 \leq (1 + m) \sin(\theta^r) + m \sin(\theta^i) \leq 1$.

In case of the example presented in this section ($\theta^i = 34^\circ$ and $\theta^r = 0^\circ$), equation (5.11) has 3 solutions

- $\theta = -34^\circ$ for $m = -1$: specular direction
- $\theta = 0^\circ$ for $m = 0$: desired direction
- $\theta = 34^\circ$ for $m = +1$: backward direction.

These solutions correspond to the main lobe and sidelobes in Fig.5.5. Beams at these three angles are also clearly observable in the results simulated by HFSS, although the relative field levels are different. This can be due to the approximate nature of the assumed linear phase error. In addition, equation (5.9) used in this analysis does not take into account the patch

element factor and edge diffractions. It should be mentioned that the presence of beams in the specular and backward directions was also observed in the measured patterns of a two-dimensional reflectarray shown in Lanteri et Migliaccio (2008).

5.3 Mean Beam versus Parasitic Sidelobes

In El hani et Laurin (2011), it is shown that the level of specular reflection is increasing when the phase error increases. In that paper, the reflectarray was made of square patches ($W = L$). In Budhu et Rahmat-samii (2011) and Hum et Okoniewski (2007) it is shown that when a larger fraction of the ground plane is exposed to the feed illumination the level of the specular reflection increases. This trend will now be verified by assuming the same example as in Section 5.2, for dipole width W varying between 1mm and 13mm. The reflection phase vs dipole length L is shown in Fig.5.7. A value of 14mm has been used for p_x and p_y in these simulations. Fig.5.8 shows the scattered far field in the plane wave incidence case for reflectarrays designed with these W values, as obtained with HFSS. The results have not been normalized to allow visualization of the effect of metal filling on the main beam. We remark a variation of the lobe levels near θ^i and $-\theta^i$ versus dipole width W .

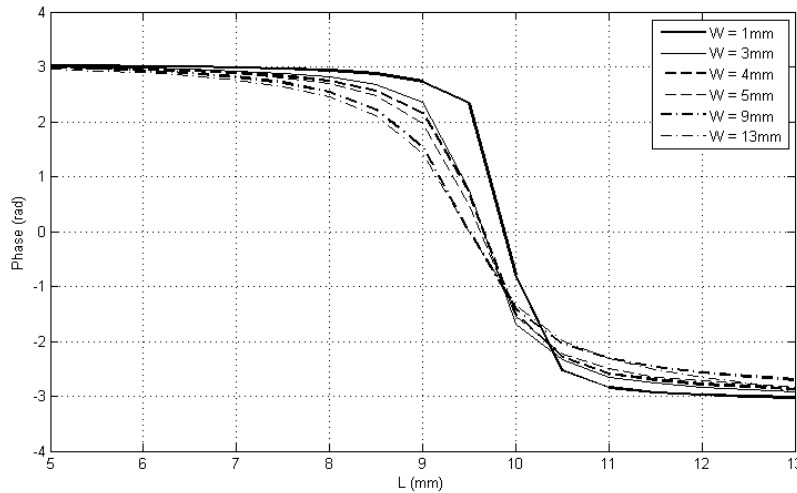


Figure 5.7 Reflection phase vs dipole length L for dipole width W between 1mm and 13mm.

Fig.5.9 compares the level of the three lobes (at -34° , 0° and 34°) versus W . When W is 4mm or less, we see that if W increases the level of the specular reflection at -34° decreases and the main beam at 0° increases. This is consistent with the explanation given in Budhu et Rahmat-samii (2011) : more specular reflection occurs when the ground plane is more

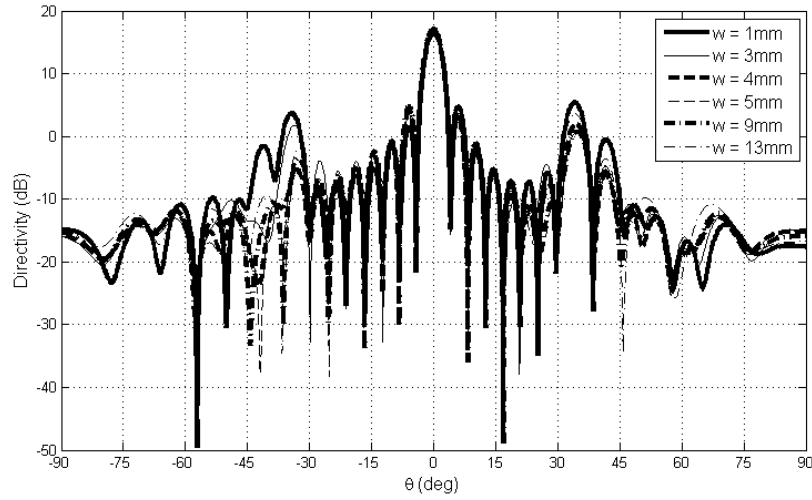


Figure 5.8 Scattered far-field given by HFSS for dipole width W between 1mm and 13mm.

exposed to the incident wave. In Budhu et Rahmat-samii (2011) this trend was reported when less than about 28% of the ground plane was covered by the patches. This is somewhat different from the results observed here. Assuming an average patch length of 9.7mm from Fig.5.7, $W = 4\text{mm}$ corresponds to a ground plane coverage ratio of 20%. However, when W increases beyond 4mm, the specular reflection at -34° increases and the level of the main beam at 0° decreases. This phenomenon can be explained by the fact that when the W is large, the incident field is partly reflected in the specular direction.

On the other hand, Fig.5.9 shows that the lobe at 34° increases when W is less than 5mm and when it is larger than 9mm. This lobe at 34° indicates that in addition to possible ground and elements reflection, another phenomenon, namely phase distortion, is responsible for specular reflection.

5.4 Behavior of the Near Field

To verify the effect of elements reflection noted in the previous section, we will now examine the behavior of the field near the reflectarray surface. Using the same example above with $W = 4\text{mm}$, we obtained the scattered near-fields E_{NF} versus x with HFSS along Line 1 and Line 2 in Fig.5.10, i.e. along the center of the patches and near halfway between the patches at $y = 6\text{mm}$ respectively.

Fig.5.11 shows the phase shift given by $k_x^i x - \phi_s^r(x)$, respectively at $y = 0$ (Line 1) and $y = 6\text{mm}$ (Line 2) for $z = \lambda/16$ and $\lambda/2$. $\phi_s^r(x)$ is the scattered near-field phase calculated

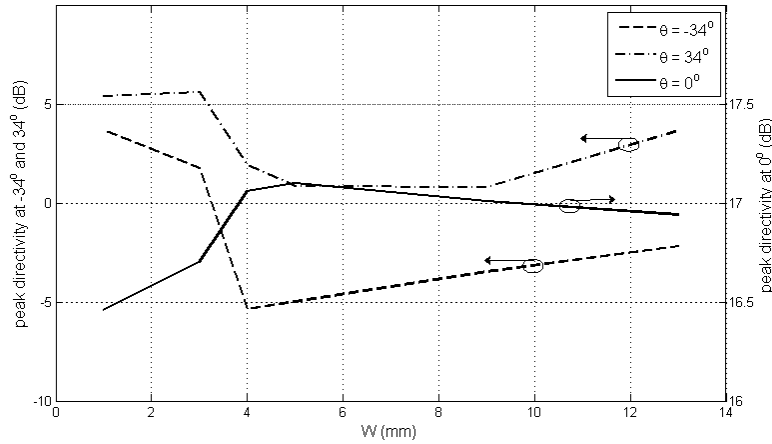


Figure 5.9 Intensity of the desired beam and main sidelobes versus dipole width W .

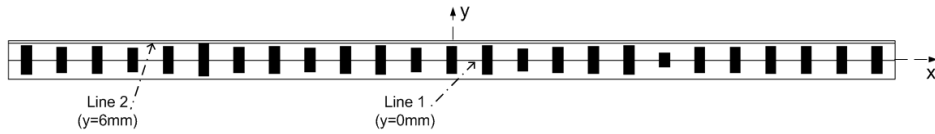


Figure 5.10 Slide of the finite x infinite reflectarray simulated using HFSS : Line 1 is at $y = 0$ and Line 2 is at $y = 6\text{mm}$.

using HFSS. We note in Fig.5.11 that :

- far from the reflectarray at $z = \lambda/2$, the phase shift given along the Lines 1 and 2 are similar ; in this case the near field calculated is a contribution of the global reflectarray ; these phase shifts are similar to the desired phase shifts with a periodic phase error, as shown in Fig.5.3 ;
- closer to the reflectarray and along the center of the patches (Line 1, $z = \lambda/16$), the phase shift is almost periodic and oscillates around zero ; it can be seen as a constant phase shift with periodic error ; in fact, for specular reflection the phase shift $k_x^i x - \phi_s^r(x)$ should vanish if we suppose no phase error ; in other words, the phase shift on Line 1, $z = \lambda/16$ is the phase shift of the specular reflection with a periodic error ;
- closer to the reflectarray and near the halfway between the patches at Line 2, $z = \lambda/16$, we note a significant variation of the phase shift compared to the expected phase.

To see how each area contributes to the far field, we calculated the discrete Fourier transform

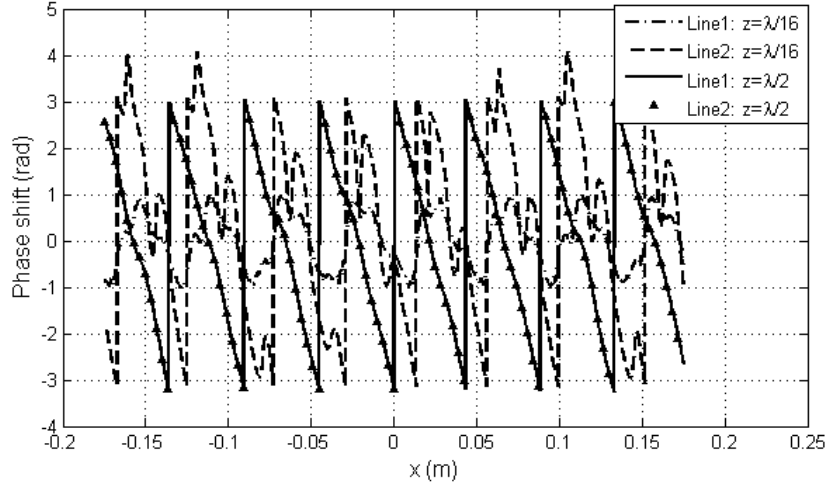


Figure 5.11 Near-field phase shift along x given by HFSS at : (Line 1, $z = \lambda/16$), (Line 2, $z = \lambda/16$), (Line 1, $z = \lambda/2$) and (Line 2, $z = \lambda/2$).

of the near field E_{NF} .

$$\tilde{E}_{NF}(\theta) = \frac{1}{N_p} \sum_{n=1}^{N_p} E_{NF} e^{jk_o v n p_x} \quad (5.12)$$

where $v = \sin(\theta)$ is the spectral parameter and N_p is the number of point in near field area along x direction.

The far field of the reflectarray can be obtained by integration of \tilde{E}_{NF} along y direction. In Fig.5.12, we show \tilde{E}_{NF} calculated using the near field at (Line 1, $z = \lambda/16$), (Line 2, $z = \lambda/16$), (Line 1, $z = \lambda/2$) and (Line 2, $z = \lambda/2$). All the plots are normalized with respect to the maximum of \tilde{E}_{NF} at (Line 1, $z = \lambda/2$). We see in this figure that :

- for (Line 1, $z = \lambda/16$), the specular reflection is higher than the beam in the desired direction ; this confirms the observation done on the near-field curve, i.e. that the patch elements are strong contributors to the specular reflection ;
- for (Line 2, $z = \lambda/16$), the main beam at 0° increase, but the specular reflection is still as strong as for (Line 1, $z = \lambda/16$) ; we also note that the sidelobe at 34° is increasing in this case ;
- using the near-field of the reflectarray at $z = \lambda/2$, we get the same \tilde{E}_{NF} at both lines 1 and 2 ; the level of the specular reflection is much lower than in the other cases ; the peak levels at -34° and 34° are similar to those obtained by HFSS simulations in Fig.5.8 for $W = 4\text{mm}$.

According to the observations in the $\lambda/16$ cases, it is not so clear which one of the patches

or the exposed ground plane have a dominant contribution to the specular reflections when $W = 4\text{mm}$. According to the results of Fig.5.9, this suggests that for smaller widths the ground plane's contribution will dominate, and vice versa.

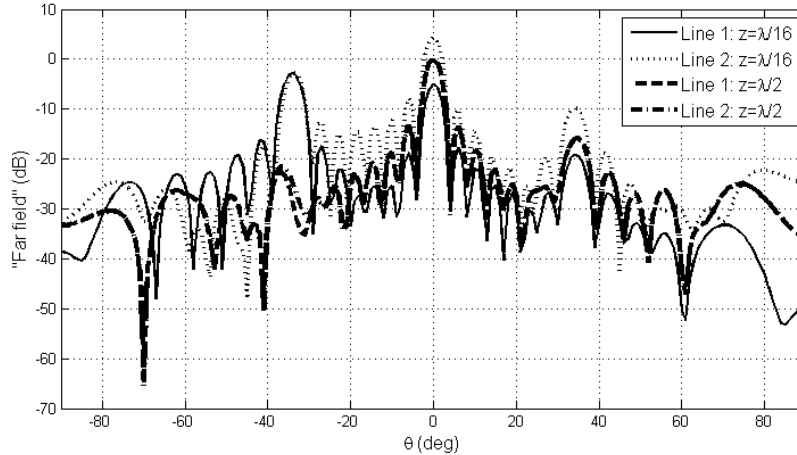


Figure 5.12 DFT of the near field given by HFSS at : (Line 1, $z = \lambda/16$), (Line 2, $z = \lambda/16$), (Line 1, $z = \lambda/2$) and (Line 2, $z = \lambda/2$).

5.5 Feed Antenna Illumination

In this section, our goal is to verify if the phenomena observed in the previous sections with a finite x infinite array illuminated by a plane wave are also present in the case of practical interest, i.e. a finite reflectarray illuminated by a horn. We are considering a reflectarray with 19 patches along the x and y directions ($N_x = N_y = 19$). We will consider the offset-fed configuration shown in Fig.5.13. The reflectarray is illuminated with a pyramidal horn having a directivity of 15.4dB and a half-power beamwidth of about 30° . In this case, the interval Δ is not constant, as it was for plane wave illumination, and we therefore cannot use (5.9) to estimate the far field pattern. If a larger F/D ratio is used, the illumination becomes closer to that of the plane wave case.

The simulations on this section were done with the method of moments using Feko suite 6.1. Fig.5.14 and Fig.5.15 show similar phenomena as in the plane wave illumination case :

- Fig.5.14 shows the reflectarray directivity for dipoles widths $W = 5\text{mm}$, 9mm and 13mm ; in addition of a main beam at 0° , we note parasitic sidelobes at about -34° and 34° ; the height of these peaks depend on W ; compared to the plane wave case (e.g. Fig.5.5), the beam in the specular direction is not as narrow and well defined;

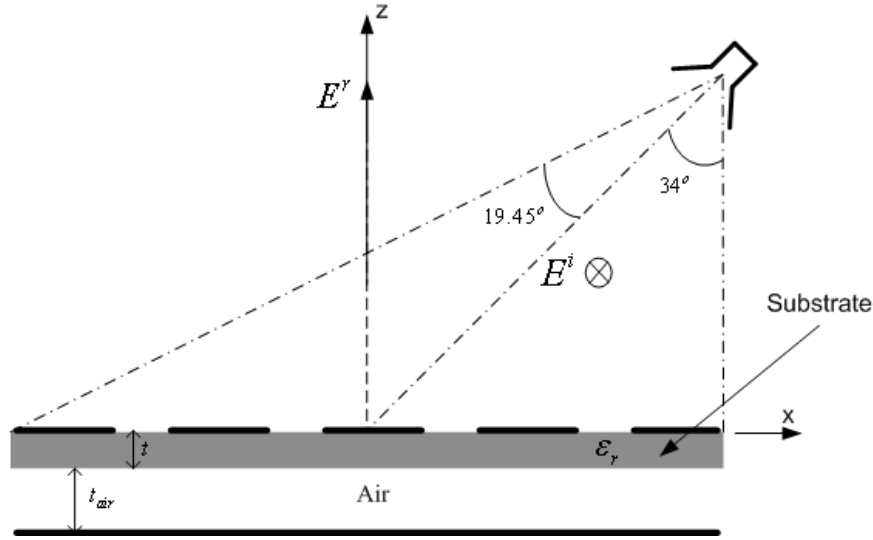


Figure 5.13 xz view of the reflectarray, illuminated by the feed horn.

this is due to the smaller size of the array (19 elements instead of 25 along x), to the tapered illumination of the horn, and to the fact that Δ is not constant over the array. In Lanteri et Migliaccio (2008) experimental results on a reflectarray comprising more than 2500 elements are shown. The patterns exhibit stronger sidelobes in the specular and backward directions, with a broader lobe in the first case than in the second case. These observations are in agreement with our simulated results in Fig. 5.14. In Lanteri et Migliaccio (2008) the specular and backward beams are narrower than in the case considered here due to the larger size of the array.

- As observed in Fig.5.9 for the plane wave case, the specular reflection is stronger for reflectarrays designed with narrower patches, and the desired beam becomes dominant as the patch width increases; however, there is no rapid drop of the specular reflection near $W = 4\text{mm}$, as was observed in the plane wave case; in this case the level of specular reflection decreases slowly with the increase of ground plane coverage, up to about $W = 9\text{mm}$, which represents 44% of coverage; above this value the specular reflection level is quite steady.

5.6 Conclusions

In this work, we studied the specular reflection phenomenon occurring in off-specular reflectarrays. We noted the following observations :

- when we add a linear periodic error to the desired element phase and use a simple line

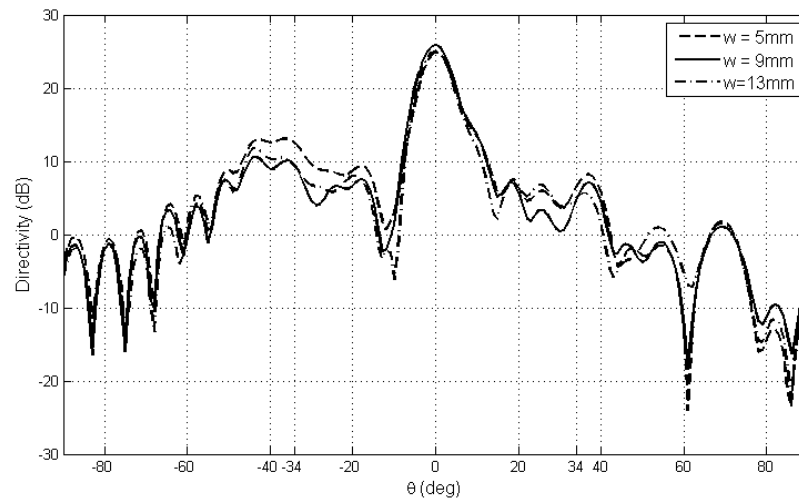


Figure 5.14 Directivity calculated by Feko for dipole widths W of 5mm, 9mm and 13mm.

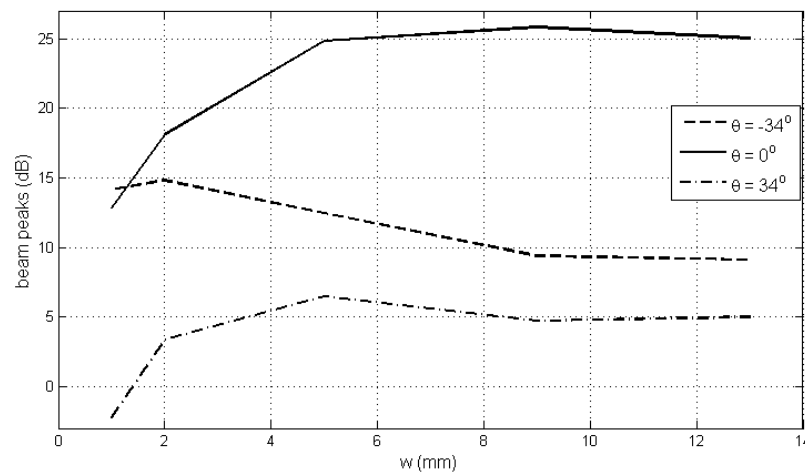


Figure 5.15 Beams in directions $\theta = -34^\circ$, 0° and 34° versus dipole width W .

- source model to compute the far field pattern theoretically, we get a good agreement between this far field and the full wave simulation in the case of plane wave illumination ;
- in addition to specular reflection, a sidelobe also appears in the direction of incidence, i.e. opposite to specular one ;
 - the specular spectral component of the scattered near field in very close proximity of the reflectarray can be as strong over the patch elements than over the exposed ground plane.

In Budhu et Rahmat-samii (2011), using a physical optics interpretation, the authors show that a part of field is reflected by the ground in the specular direction. In the same way, we show in this work that part of the field is also scattered by the metallic element in the specular reflection. However these considerations cannot explain the presence of a strong backward lobe at 34° in the example presented in this paper. Only the consideration of a periodic phase error with a long spatial period allowed us to explain this phenomenon.

Using reflectarray elements having a phase range of 4π , Δ is approximately doubled and the number of abrupt size changes in the reflectarray is reduced. In an example of three-layer reflectarray presented in El hani et Laurin (2011), it was shown that with a phase range of 4π , the specular reflection is weaker than for the one-layer reflectarray with a phase range of 2π .

CHAPITRE 6

DISCUSSION GÉNÉRALE

Cette thèse présente un ensemble de contributions pour contrôler les faisceaux d'antenne réflecteur pour les signaux de transmission et de réception utilisant des bandes de fréquence différentes, en préservant le but d'avoir les deux faisceaux de même largeur. L'idée de base consiste à séparer l'ouverture de l'antenne en deux zones : une zone pour produire le faisceau dans la bande des fréquences plus élevées, et la somme des deux zones est pour produire le faisceau de l'autre bande de fréquences.

La première possibilité pour atteindre cet objectif consiste à utiliser des SSF pour couvrir l'ouverture de l'antenne parabolique. Durant cette étude, nous avons été confrontés à l'apparition des fluctuations dans les coefficients de transmissions de la SSF. Ces fluctuations sont dues à l'excitation d'ondes de surfaces guidées par le réseau d'éléments (OSGR). En général, nous pouvons s'attendre à ce que des ondes de surfaces soient excitées de deux façons différentes ; soit par des modes d'ordres supérieurs ou par la diffraction des OSGR aux extrémités de la SSF. Dans le premier cas, nous pouvons voir l'effet de ces ondes de surfaces lorsque nous considérons que la SSF est un réseau infini. Par contre, dans le deuxième cas, nous ne pouvons observer leurs effets que si nous étudions un réseau de taille finie. Ainsi, dans le premier article, nous avons présenté une contribution à une méthode numérique pour étudier les SSF de grande taille, en tenant compte des OSGR, avec un minimum d'exigence en terme de taille de mémoire et temps de calcul. Cette méthode consiste d'une part à extraire les coefficients de diffractions aux extrémités de la SSF, en analysant quelques petites tailles de cette dernière par la méthode des moments. En deuxième lieu, on utilise la distribution de courant dans les éléments de l'un de ces SSF pour déterminer le nombre d'onde de l'OSGR. Ce nombre d'onde peut être déterminé par la méthode de Prony ou par la transformée discrète de Fourier. Nous avons montré que l'utilisation de cette méthode numérique nous permet d'analyser des SSF de grandes tailles, en tenant compte de l'OSGR.

D'autre part, la deuxième possibilité pour atteindre l'objectif d'utiliser une seule antenne parabolique, pour les deux liaisons ascendante et descendante, consiste à laisser la zone S1 au milieu de l'antenne parabolique sans couverture et de couvrir la zone S2 par un réseau réflecteur (RR). Le rôle de ce RR est de réfléchir le signal d'une bande de fréquences dans une direction non-spéculaire et, d'autre part, de réfléchir le signal de l'autre bande de fréquences dans la direction spéculaire en s'assurant que ce signal soit en phase avec celui réfléchi par la zone S1 non couverte de l'antenne parabolique. Lorsqu'un RR est conçu pour diriger le signal

vers une direction non-spéculaire, une partie de ce signal peut être émise dans la direction spéculaire ainsi que vers d'autres directions indésirables. Ce phénomène est généralement attribué à la réflexion par la plaque métallique servant de support au RR. Par contre, cette hypothèse ne permet pas d'expliquer l'apparition des lobes dans d'autres directions que les directions désirée et spéculaire. Dans le deuxième article, nous avons proposé une étude approfondie en utilisant un modèle simple pour expliquer les origines de ce phénomène. En se basant sur l'hypothèse que ce phénomène est dû à une erreur périodique de la phase des éléments du RR, nous avons développé un modèle pour prévoir dans quelles directions ces lobes indésirables peuvent apparaître. Nous avons étudié, entre autres, le comportement du faisceau spéculaire en fonction de la couverture de la surface du RR par le métal.

CHAPITRE 7

CONCLUSION ET TRAVAUX FUTURS

Ce travail propose des solutions originales pour réduire le nombre d'antennes paraboliques à bord des satellites. Cela permettrait de réduire la masse, le volume de rangement et ainsi d'accorder un champ de vision plus large pour les instruments scientifiques. Nous avons alors proposé d'étudier la possibilité d'utiliser un seul réflecteur parabolique pour les deux liaisons ascendantes et descendantes, en contrôlant les faisceaux de deux bandes de fréquences différentes. La solution proposée consiste à utiliser la plus large des deux paraboles en séparant son ouverture en deux zones S1 et S2. La zone S1 est optimisée pour produire un faisceau ayant la largeur voulue à la bande de fréquences la plus haute. La somme des zones permet de produire un faisceau de même largeur, mais à la bande de fréquences la plus basse. Parmi les solutions qui peuvent exister, nous avons contribué à l'étude de la possibilité d'utiliser des surfaces sélectives en fréquences ou des réseaux réflecteurs.

7.1 Surfaces sélectives en fréquences

La première possibilité consiste à utiliser les SSF pour couvrir l'ouverture de l'antenne parabolique. Nous avons présenté les étapes que nous avons suivies pour concevoir une SSF bi-bandes multi-couches (à 20 GHz et 30 GHz), en commençant par étudier un élément à deux ouvertures cadres carrées, une ouverture pour chaque bande de fréquences. Puisque la taille de cette cellule est supérieure à la moitié de la longueur d'onde à 30 GHz, nous sommes confrontés à l'apparition des lobes discordants dans la bande de fréquences de 30 GHz. Une modification à la structure des ouvertures est proposée pour diminuer la taille de la cellule en modifiant l'impédance de l'élément. Ainsi, nous avons pu éloigner les lobes discordants plus haut en fréquence et éviter des distorsions dans la bande de fréquences de 30 GHz. Puis, pour garantir une stabilité de la bande passante en fonction de l'angle d'incidence, nous avons opté pour une SSF en deux couches identiques. Pendant cette étude, nous avons été confrontés à une variation brusque du coefficient de transmission de la SSF à environ 23 GHz. Fort probablement, ces fluctuations sont dues à une excitation des ondes de surfaces par des modes d'ordres supérieurs. L'influence de ces ondes de surfaces peut apparaître lorsque nous supposons que la SSF est un réseau de taille infinie. D'autre part, dans le cas d'une SSF réelle de taille finie, l'excitation des OSGR et leurs diffractions aux extrémités de la SSF peuvent se manifester et modifier le diagramme de rayonnement de l'antenne. Pour tenir compte de

ces OSGR, nous avons besoin d'un outil pour analyser les SSF de taille grande et finie. Ainsi, dans le chapitre 4, nous avons présenté une méthode numérique pour analyser les SSF de taille finie, en tenant compte des OSGR. Cette méthode consiste, d'une part, à déterminer le nombre d'onde de l'OSGR, en analysant une petite taille de la SSF par la méthode des moments. Ensuite, en analysant quelques petites tailles, nous déterminons les coefficients de diffractions aux extrémités de la SSF. Ces coefficients sont ensuite utilisés pour déterminer le champ lointain de n'importe quelle taille de la SSF sans aucun effort supplémentaire.

7.2 Réseaux réflecteurs

La deuxième possibilité étudiée dans ce travail consiste à couvrir la zone S2 par un RR bi-bandes, dont le rôle est, d'une part, de réfléchir le signal à 20 GHz dans la direction spéculaire en conservant les mêmes caractéristiques de réflexion que la surface du réflecteur parabolique. D'autre part, le deuxième but de ce RR est de réfléchir le signal à 30 GHz dans une direction non-spéculaire. Les étapes de conception et les mesures d'un tel RR multicouches sont présentées dans la section 3.3, pour les fréquences 10 et 15 GHz au lieu de 20 et 30 GHz. La couche supérieure du RR est conçue pour réfléchir le signal à 10 GHz à la même phase que celui réfléchi par la plaque métallique de la parabole. Sur le même substrat de l'autre côté, une SSF est imprimée pour réfléchir le signal à 10 GHz et laisser passer celui à 15 GHz. Deux autres couches entre celle en haut et la plaque métallique forment un RR à 15 GHz pour diriger le signal vers une direction non-spéculaire. Les mesures ont montré qu'à 10 GHz, le signal est réfléchi vers la direction spéculaire et, qu'à 15 GHz, le faisceau principal est dirigé vers la direction désirée. Cependant, même à 15 GHz, une partie du signal est réfléchi vers la direction spéculaire. Le chapitre 5 présente une étude approfondie du phénomène de la réflexion dans la direction spéculaire par un RR conçu pour réfléchir vers une direction non-spéculaire. En se basant sur l'hypothèse que ce phénomène est dû à une erreur périodique de la phase des éléments du RR, il est montré que, quand nous ajoutons une erreur périodique linéaire à la phase désirée des éléments, nous obtenons un bon accord avec la simulation par HFSS. Entre autre, une étude de l'amplitude de cette réflexion spéculaire en fonction de la couverture du RR par les patches métalliques est présentée dans ce chapitre.

7.3 Travaux Futurs

Les principales perspectives de ce travail peuvent être résumées comme suit :

- L'étape principale consiste à réaliser deux prototypes de réflecteurs paraboliques pour la réception et la transmission sur une même zone de couverture à des fréquences différentes, un prototype avec les SSF et l'autre avec les RR.

- Il serait utile de généraliser la méthode numérique proposée au chapitre 4 pour toutes polarisation. Dans ce cas, la diffraction du champ se manifestera sur toutes les extrémités et les coins de la SSF.
- Concernant la recherche des constantes de propagation des ondes de surface discutée au chapitre 3, il serait intéressant de comparer la méthode *matrix Pencil* aux autres méthodes (Prony et Fourier). Hua et Sarkar (1990) montrent que cette méthode est moins sensible au bruit présent dans le signal à étudier.
- L'étude de la réflexion spéculaire produite par un RR conçu pour réfléchir dans une direction non-spéculaire, présentée au chapitre 5 ne permet pas de prédire le niveau du lobe dans la direction spéculaire par rapport au faisceau principal. Il serait utile de développer une méthode simple pour estimer l'amplitude de cette réflexion. Puisque cette réflexion indésirable dépend de l'élément utilisé pour concevoir le RR, il serait peut-être possible d'utiliser un modèle simplifié fini x infini et une illumination par onde plane pour avoir une idée de l'ampleur de cette réflexion.

RÉFÉRENCES

- ADEL, S. et HAMMAD, H. (2012). Modified phoenix cell for microstrip reflectarray antennas. *Antennas and Propagation (MECAP), 2012 Middle East Conference on*. pp. 1–3.
- AGRAWAL, V. et IMBRIATE, W. (1979). Design of a Dichroic Cassegrain Subreflector. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 27, pp. 466–473.
- ALBANI, M. (2005). A uniform double diffraction coefficient for a pair of wedges in arbitrary configuration,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 53, pp. 702–710.
- ALLAM, A. et PARKER, E. (1989). Application of Pocklington's equation to analysis of dipole frequency-selective surfaces of finite size,. *in Inst. Elect. Eng. Proc.* vol. 134, pp. 521–526.
- BAKIR, O., CIVI, O., ERTURK, V. et CHOU, H.-T. (2008). Efficient Analysis of of phased arrays of microstrip patches using a hybrid generalized forward-backward method/Green's function technique with a DFT based acceleration algorithm,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 56, pp. 1669–1678.
- BARKEHLI, S., SMITH, T., LUH, H., ERSO, L. et ITANAMI, T. (1995). On the analysis and design of the frequency selective surface for the N-Star satellite Ku/S-shaped reflector. *Antennas and Propagation Society International Symposium*. pp. 1656–1658.
- BEKERS, D. (2004). *Finite antenna arrays : An eigencurrent approach*. Thèse de doctorat, Tech. Univ. Eindhoven, The Netherlands.
- BEKERS, D., VAN EIJNDHOVEN, S. et TIJHUIS, A. (2009). An eigencurrent approach for the analysis of finite antenna arrays,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 57, pp. 3772–3782.
- BEKERS, D., VAN EIJNDHOVEN, S., VAN DE VEN, A., BORSBOOM, P.-P. et TIJHUIS, A. (2006). Eigencurrent analysis of resonant behavior in finite antenna arrays,. *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 54, pp. 2821–2829.
- BERRY, D., MALECH, R. et KENNEDY, W. (1963). The reflectarray antenna,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 11, pp. 645–651.
- BUDHU, J. et RAHMAT-SAMII, Y. (2011). Understanding the appearance of specular reflection in offset fed reflectarray antennas. *in Proc. IEEE AP-S Int. Symp. and USNC/URSI, Spokane, WA, USA*. pp. 97–100.
- BUI, V., ZICH, R., MUSSETTA, M. et PIRINOLI, P. (2012). Design of single layer ra with enhanced bandwidth. *Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI), 2012 IEEE*. pp. 1–2.

- CALLAGHAN, P., PARKER, E. et LANGLEY, R. (1991). Influence of supporting dielectric layers on the transmission properties of frequency selective surfaces. *IEE Proc. H :Microwaves, Antennas and Propag.*, vol. 138, pp. 448–454.
- CHAHARMIR, M. et SHAKER, J. (2008). Broadband reflectarray with combination of cross and rectangle loop elements. *Electronics Letters*, vol. 44, pp. 658–659.
- CHAHARMIR, M., SHAKER, J., CUHACI, M. et ITTIPIBOON, A. (2006a). Broadband reflectarray antenna with double cross loops. *Electronics Letters*, vol. 42, pp. 65–66.
- CHAHARMIR, M., SHAKER, J., GAGNON, N. et LEE, D. (2010a). Design of Broadband, Single Layer Dual-Band Large Reflectarray Using Multi Open Loop Elements. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 58, pp. 2875–2883.
- CHAHARMIR, M. R., SHAKER, J., CUHACI, M. et ITTIPIBOON, A. (2006b). A broadband reflectarray antenna with double square rings. *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 48, pp. 1317–1320.
- CHAHARMIR, M. R., SHAKER, J. et LEGAY, H. (2010b). Dual-band Ka/X reflectarray with broadband loop elements. *Microwaves, Antennas Propagation*, vol. 4, pp. 225–231.
- CHEN, C.-C. (1973). Transmission of Microwave Through Perforated Flat Plates of Finite Thickness. *IEEE Trans. On Microwave Theory And Techniques*, vol. 21, pp. 1–6.
- CHEN, C.-C. (1985). Scattering by a two-dimensional periodic array of conducting plates. *IEE Proc. H :Microwaves, Antennas and Propag.*, vol. 132, pp. 395–399.
- CHOU, H., HO, H.-K., PATHAK, P., NEPA, P. et CIVI, O. (2002). Efficient hybrid discrete Fourier transform-moment method for fast analysis of large rectangular arrays. *Proc. Inst. Elect. Eng., Microwave, Antennas and Propagation*. pp. 1–6.
- CIVI, O. (2003). Extension of forward-backward method with a DFT-based acceleration algorithm for efficient Analysis of Radiation/Scattering for large, finite-printed dipole arrays,. *Microw. Opt. Technol. Letter*, vol. 37, pp. 20–26.
- CIVI, O. et PATHAK, P. (2006). Array guided waves on a finite planar array of dipoles with or without a grounded substrate,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 54, pp. 2244–2252.
- CRAEYE, C. et ARTS, M. (2003). Modulated oscillations appearing in the scan impedance of a finite phased array,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 51, pp. 2504–2506.
- DUNIAM, J., HUBERT, G. et LANGHORN, A. (1961). *Electromagnetic wave lens and mirror systems*. U.S. Patent, May 30.

- EL HANI, R. et LAURIN, J. (2011). Phase analysis for off-specular reflectarray antennas. *in Proc. IEEE AP-S Int. Symp. and USNC/URSI, Spokane, WA, USA.* pp. 380–383.
- EL HANI, R. et LAURIN, J. (2013a). Numerical diffraction of array-guided surface waves on finite frequency selective surfaces. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 61, pp. 571–574.
- EL HANI, R. et LAURIN, J. (2013b). Specular reflection analysis for off-specular reflectarray antennas. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 61, pp. 571–574.
- ENCINAR, J. (2001). Design of two-layer printed reflectarrays using patches of variable size. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 49, pp. 1403–1410.
- ENCINAR, J. et ZORNOZA, J. (2003). Broadband design of three-layer printed reflectarrays. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 51, pp. 1662–1664.
- FANO, U. (1941). The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves). *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 31, pp. 213–222.
- HILL, R. A. et MUNK, B. (1996). The Effect of Perturbating a Frequency-Selective Surface and Its Relation to the Design of a Dual-Band Surface. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 44, pp. 368–374.
- HUA, Y. et SARKAR, T. K. (1990). Matrix Pencil Method for Estimating Parameters of Exponentially Damped/Undamped Sinusoids in Noise. *IEEE Trans. On Acoustics. Speech. and Signal Processing*, vol. 38, pp. 814–824.
- HUANG, J. (1991). Microstrip reflectarray. *IEEE AP-S/URSI Symposium.* pp. 612–615.
- HUANG, J. (1995). Bandwidth study of microstrip reflectarray and a novel phased reflectarray concept. *IEEE APS/URSI Symp. Dig., Newport Beach, CA.* pp. 582–585.
- HUANG, J. et ENCINAR, J. (2008). *The reflectarray antennas.* Wiley-IEEE Press.
- HUANG, J. et POGORZELSKI, R. (1998). A Ka-band microstrip reflectarray with elements having variable rotation angles. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 46, pp. 650–656.
- HUANG, J., WU, T. et LEE, S. (1994). Tri-band frequency selective surface with circular ring elements. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 42, pp. 166–175.
- HUM, S. et OKONIEWSKI, M. (2007). A technique for predicting specular reflections from reflectarray. *in Proc. IEEE Antennas Propagation Soc. Symp.* pp. 2116–2119.
- HURST, M. (1992). Improved numerical diffraction coefficients with application to frequency-selective surfaces,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 40, pp. 606–612.
- HURST, M. (1993). Numerical diffraction coefficients for surface waves,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 41, pp. 458–464.

- JANNING, D. S. et MUNK, B. A. (2002). Effects of surface waves on the currents of truncated periodic arrays,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 50, pp. 1254–1265.
- KRACHODNOK, P. et WONGSAN, R. (2007). Phase-Bandwidth Enhancement of Microstrip Patch Reflectarray with Cross Slot Loads. *Microwave Conference, 2007. APMC 2007. Asia-Pacific*. pp. 1–4.
- LANGLEY, R. et PARKER, E. (1983). Double-square frequency-selective surfaces and their equivalent circuit. *Electronics Letters*, vol. 19, pp. 675–677.
- LANTERI, J. et MIGLIACCIO, C. (2008). Reflectarray using an offset prolate feed at 94ghz. *in Proc. IEEE Int. Symp. Antennas Propagation, San Deigo*.
- LEE, C. et LANGLEY, R. (1970). Equivalent-circuit models for frequency-selective surfaces at oblique angles of incidence. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 18, pp. 660–665.
- LEE, S.-W. (1971). Scattering by dielectric-loaded screen. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 19, pp. 656–665.
- LIU, J.-C., LIU, C.-Y., KUEI, C.-P., WU, C.-Y. et HONG, Y.-S. (2006). Design and Analysis of Broadband Microwave Absorber Utilizing FSS Screen Constructed With Circular Fractal Configurations. *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 48, pp. 449–453.
- LO, Y. T. et LEE, S. W. (1993). *Antenna Handbook*, vol. 1. Van Nostrand Reinhold, New York.
- LUEBBERS, R. et MUNK, B. (1978). Some effects of dielectric loading on periodic slot arrays. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 26, pp. 536–542.
- M. L. ZIMMERMAN, S. W. L. et FUJIKAWA, G. (1992). Analysis of Reflector Antenna System Including Frequency Selective Surfaces. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 40, pp. 1264–1266.
- MAILLOUX, R. J. (1965). Excitation of a surface wave along infinite Yagi-Uda array,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 13, pp. 719–724.
- MAKAROV, S. (2002). *Antenna and EM Modeling with Matlab*. New York : Wiley.
- MARCONI, G. et FRANKLIN, C. (1919). *Reflector for Use in Wireless Telegraphy and Telephony*. US Patent 1,301,473 Ua.
- MARTYNYUK, A. et LOPEZ, J. (2001). Frequency-selective surfaces based on shorted ring slots. *Electronics Letters*, vol. 37, pp. 268–269.

- MITTRA, R., HALL, R. et TSAO, C. (1984). Spectral-Domain Analysis of Circular Patch Frequency Selective Surfaces. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 32, pp. 533–536.
- MOUSTAFA, L., GILLARD, R., PERIS, F., LOISON, R., LEGAY, H. et GIRARD, E. (2011). The Phoenix Cell : A New Reflectarray Cell With Large Bandwidth and Rebirth Capabilities. *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, vol. 10, pp. 71–74.
- MUNK, B. (1974). *Periodic surface for large scan angles*. U.S. Patent. 3,789,404.
- MUNK, B. (1978). *Space filter*. U.S. Patent. 4,125,841.
- MUNK, B. (2000). *Frequency Selective Surfaces : Theory and Design*. John Wiley & Sons, Inc.
- MUNK, B. (2006). *Finite Antenna Arrays and FSS*. John Wiley & Sons, Inc.
- MUNK, B., KOUYOUMJIAN, B. et PETER, L. (1971). Reflection Properties of Periodic Surfaces of Loaded Dipoles. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 19, pp. 612–617.
- MUNK, B. A., JANNING, D. S., PRYOR, J. B. et MARHEFKA, R. J. (2001). Scattering from surface waves on finite FSS,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 49, pp. 1782–1793.
- PALMER, C. et LOEWEN, E. (2005). *Diffraction grating handbook, 6th ed.* Newport Corporation, NY.
- PAZ, M. (2006). *Broadband microwave reflectarray using stacked circular apertures*. University of Toronto. M.A.Sc Thesis, Department of Electrical and Computer Engineering.
- PELTON, E. (1978). *Space filter surface*. U.S. Patent. 4,126,866.
- PELTON, E. et MUNK, B. (1974). A streamlined metallic radome . *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 22, pp. 799–803.
- PELTON, E. et MUNK, B. (1979). Scattering from Periodic Arrays of Crossed Dipoles. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 27, pp. 323–330.
- POZAR, D. (2003). Bandwidth of reflectarrays. *Electronics Letters*, vol. 39, pp. 1490–1491.
- POZAR, D. et METZLER, T. (1993). Analysis of a reflectarray antenna using microstrip patches of variable size. *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 645–651.
- POZAR, D. M., TARGONSKI, S. D. et SYRIGOS, H. D. (1997). Design of millimeter wave microstrip reflectarrays. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 45, pp. 287–296.
- RAHMAT-SAMII, Y. (1979). Useful coordinate transformations for antenna applications. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 27, pp. 571–574.

- RAYLEIGH, L. (1907a). Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood. *Philosophical Magazine Series 6*, vol. 14, pp. 60–65.
- RAYLEIGH, L. (1907b). On the Dynamical Theory of Gratings. *of the Royal Society of London. Series A*, vol. 79, pp. 399–416.
- RICHMOND, J. et GARBACS, R. (1979). Surface waves on periodic arrays of imperfectly conducting vertical dipoles over the flat earth,. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 27, pp. 783–787.
- ROEDERER, A. (2002). *Reflector antenna comprising a plurality of panels*. US Patent 6,411,255.
- SALEHI, M. et BEHDAD, N. (2008). A Second-Order Dual X-/Ka-Band Frequency Selective Surface. *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, vol. 18, pp. 785–787.
- SANPHUANG, V., NAHAR, N. et VOLAKIS, J. (2012). Novel fss filters in ka band. *in Proc. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI)*. pp. 1–2.
- SCHNEIDER, S. et MUNK, B. (1994). The Scattering Properties of "Super Dense" Arrays of Dipoles. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 32, pp. 463–472.
- SERRACCHIOLI, F. et LEVIS, C. A. (1959). The calculated phase velocity of long end-fire uniform dipole arrays. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 7, pp. S424–S434.
- SHAKER, J., PIKE, C. et CUHACI, M. (2000). A dual orthogonal Cassegrain flat reflector for Ka-band application. *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 24, pp. 7–11.
- SHAKER, J. et SHAFAI, L. (1995). Removing the Angular Sensitivity of FSS Structures Using Novel Double-Layer Structures. *IEEE Microwave And Guided Wave Letters*, vol. 5, pp. 324–325.
- SHEN, L. (1971). Characteristics of propagating waves on Yagi-Uda structures. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 19, pp. 536–542.
- SJOBERG, D. (2007). A scale separation method for large finite periodic structures. *in Proc. Electromagnetic Theory Symposium (EMTS), Ottawa*.
- STUTZMAN, W. et THIELE, G. (1998). *Antenna theory and design*. John Wiley & sons, Inc.
- TIENDA, C., ENCINAR, J., ARREBOLA, M., BARBA, M. et CARRASCO, E. (2013). Design, Manufacturing and Test of a Dual-Reflectarray Antenna With Improved Bandwidth and Reduced Cross-Polarization. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 61, pp. 1180–1190.

- TSAO, C. et MITTRA, R. (1984). Spectral-Domain Analysis of Frequency Selective Surfaces Comprised of Periodic Arrays of Cross Dipoles and Jerusalem Crosses. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 32, pp. 478–486.
- VAN BLARICUM, M. et MITTRA, R. (1978). Problems and solutions associated with Prony's method for processing transient data,. *IEEE Trans. Electromag. Compatibility*, vol. 20, pp. 174–182.
- WERTZ, J. et WILEY, J. (1999). *Space mission analysis and design*. Microcosm Press and Kluwer Academic Publishers.
- WOOD, R. W. (1902). On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum. *Philosophical Magazine Series 6*, vol. 4, pp. 396–402.
- WU, D., HALL, R. et HUANG, J. (1995). Dual-frequency microstrip reflectarray. *Antennas and Propagation Society International Symposium*. vol. 4, pp. 2128–2131.
- WU, T. (1994). Four-Band Frequency Selective Surface with Double-Square-Loop Patch Elements. *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 42, pp. 1659–1663.
- WU, T. (1995). *Frequency Selective Surfaces and Grid Array*. John Wiley and Sons Inc.
- ZAWADZKI, M. et HUANG, J. (2003). A dual - band refl ectarray for x - and ka - bands. *in Proc. PIERS symposium, Honolulu, Hawaii*.