



Modélisation hyperfréquence de problèmes multi-échelles appliquée au cas des antennes à métamatériaux diélectriques

Alpha Ousmane Diallo

► To cite this version:

Alpha Ousmane Diallo. Modélisation hyperfréquence de problèmes multi-échelles appliquée au cas des antennes à métamatériaux diélectriques. Génie mécanique [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Français. NNT : 2017PA066356 . tel-01910809

HAL Id: tel-01910809

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01910809>

Submitted on 2 Nov 2018

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

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

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Ecole doctorale : Sciences Mécaniques, Acoustique, Electronique et Robotique
de paris

Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux

Sujet de la thèse :

**Modélisation hyperfréquence de problèmes multi-échelles
appliquée au cas des antennes à métamatériaux
diélectriques**

Présentée par :

Alpha Ousmane DIALLO

Soutenue publiquement le 31 octobre 2017

Devant un jury composé de :

Helene	ROUSSEL	Présidente
Vincent	LAUDE	Rapporteur
Mauro	ETTORRE	Rapporteur
Vincent	LAUR	Examineur
Stéphane	HOLE	Directeur de thèse
Romain	CZARNY	Encadrant industriel

« En vérité, dans la création des cieux et de la terre, et dans l'alternance de la nuit et du jour, il y a certes des signes pour les doués d'intelligence, qui, debout, assis, couchés sur leurs côtés, invoquent Dieu et méditent sur la création en disant : ' Notre Seigneur ! Tu n'as pas créé cela en vain. Gloire à Toi ! Garde-nous du châtiment du Feu ' » Coran (3/190-191).

Remerciements

Cette thèse est le fruit d'une collaboration dans le cadre du dispositif CIFRE entre l'entreprise Thales Research and Technology et le Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux (LPEM UMR 8213). Par ces quelques mots, je tiens à témoigner ma profonde reconnaissance à tous ceux qui de près ou de loin m'ont permis de mener à bien ces travaux.

Je tiens tout d'abord à remercier les Directeurs successifs du Groupe de Recherche en Technologie et Mesure (GRTM) Gilbert QUILGHINI et Shailendra BANSROPUN, ainsi que Brigitte LOISEAUX, Directrice du Laboratoire des Composants et Démonstrateurs Technologiques (LCDT) de Thales pour m'avoir accueilli au sein de leur équipe. J'ai pu ainsi évoluer dans un cadre de travail idéal disposant des équipements de caractérisation hyperfréquence et d'une imprimante 3D pour la fabrication des composants.

Je tiens tout aussi également à remercier mon directeur de thèse, le Professeur Stéphane HOLE. Ses formidables qualités pédagogiques, ses conseils avisés et sa réactivité dans la relecture de ce mémoire m'ont été d'une aide précieuse. J'aimerais également lui dire à quel point j'ai apprécié sa grande disponibilité et ses qualités humaines d'écoute tout au long de ce travail.

J'adresse un remerciement chaleureux à Romain CZARNY, Ingénieur à Thales, qui m'a proposé ce sujet passionnant. Il a été mon encadrant industriel et a vécu toutes les étapes d'évolution de ces travaux. Plus qu'un encadrant, il a su me faire confiance et mettre en valeur mes travaux. J'ai fortement apprécié les discussions humaines et intellectuelles et je retiens de formidables souvenirs des moments passés lors des événements « Thales Research Days » et des « Thales InnovAwards » de 2015.

Je tiens aussi à remercier sincèrement Mr Vincent LAUDE, Directeur de Recherche CNRS, et Mr Mauro ETTORRE, Habilité à Diriger des Recherches, pour tout l'intérêt porté à mes travaux et pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Leurs commentaires m'ont permis d'apporter des éléments de compréhension complémentaires dans ces travaux.

Mes remerciements sincères vont également à Mme Hélène ROUSSEL, Professeur à l'UPMC, qui a auparavant accepté de présider ma soutenance de thèse à mi-parcours, et qui me fait l'immense l'honneur de présider à mon jury de thèse. Je remercie également Mr Vincent

LAUR, Maître de Conférences, pour tout l'intérêt porté à mes travaux et pour avoir accepté d'être membre du Jury.

Un grand merci à tous ceux côtoyés au cours de ces trois années pour tous les bons moments passés, les thésards de l'équipe Anne-Charlotte AMIAUD, Marie-Anne BURCKLEN, les permanents Aude LEULIET, Anne DELBOULBE, Mane-Si-Laure LEE BOUHOURS, Matthieu LE BAILLIF, Claude PREVOT, Quentin LEVESQUE, Giuseppe BELLOMONTE, Michel PATE, Jean-Pierre GANNE, je n'oublie pas les membres du laboratoire de chimie, l'équipe des ressources humaines, de la communication, de l'administratif, de la médecine et tous ceux qui ont contribué à maintenir un cadre idéal de travail. Il me serait impossible de citer tout le monde, mais du fond du cœur, un grand merci à tous.

Et enfin, je tiens à remercier ma femme Thierno Fatoumata et notre petite fille Léa Cherifa, elles m'ont supporté durant ces 3 années toujours avec une joie de vivre qui fais oublier les moments difficiles d'une thèse. Pour finir, Je dédie ce travail à mes parents Alimou et Fatoumata Kolon DIALLO qui n'ont ménagé aucun effort pour m'apporter l'éducation intellectuelle et les valeurs humaines qui m'ont permis de murir et d'affronter sereinement les vagues de la vie.

Sommaire

Remerciements	2
Sommaire	4
Introduction	7
I. Besoins adressés et antennes compactes à fort gain	11
I.A. Besoins concernant les antennes compactes à fort gain	12
I.A.1. Communications satellitaires avec un porteur mobile	12
I.A.2. Communications point à point	13
I.A.3. Application de radar embarqué	14
I.A.4. Caractéristiques recherchées pour une antenne directive compacte	15
I.B. Etat de l'art sur les antennes compactes à fort gain.....	15
I.B.1. Antenne réseau active à balayage électronique.....	16
I.B.2. Antenne à réflecteur parabolique	19
I.B.3. Réseau d'antennes imprimées (patches)	23
I.B.4. Réseau d'antennes en réflexion.....	26
I.B.5. Réseau d'antennes en transmission	30
I.B.6. Antenne lentille diélectrique	33
I.C. Résumé sur l'état de l'art.....	36
II. Diélectriques structurés sub-longueur d'onde pour applications antennaires.....	37
II.A. Ingénierie d'indice à partir des diélectriques structurés	39
II.B. Problème numérique de modélisation.....	43
II.C. Techniques numériques de modélisation pour les milieux structurés	45
II.D. Elaboration d'un modèle numérique simplifié	51
II.D.1. Modélisation du domaine de calcul	51
II.D.2. Développement d'un outil de calcul numérique adapté	55
II.D.3. Modèle du piston de phase	63
II.D.4. Modèle des chemins réfractés.....	68
II.D.5. Modèle de Huygens-Fresnel modifié	73
II.D.6. Comparaison des modèles	79
II.D.7. Validation par la mesure du modèle MHFP	80
II.D.8. Validation par la simulation du modèle MHFP sur différentes structures	82
II.E. Résumé du chapitre II	83
III. Synthèse et optimisation de lentille diffractive	85
III.A. Synthèse directe pour composant mince.....	85
III.A.1. Carte de phase et carte d'indice.....	88
III.A.2. Identifications des causes de dégradation des performances.....	90
III.B. Synthèse directe pour composant volumique	101
III.B.1. Comparaison de la synthèse volumique et mince.....	102
III.C. Synthèse par optimisation	103
III.C.1. Choix des degrés de liberté.....	104
III.C.2. Routine d'optimisation et résultats	109
III.C.3. Comparaison des lentilles optimisée et mince.....	110
III.C.4. Comparaison des lentilles optimisée et volumique	114
III.D. Comparaison entre lentille structurée et lentilles conventionnelles.....	118
III.E. Résumé du chapitre III.....	124
IV. Fabrication et caractérisation	127
IV.A. Fabrication	127
IV.A.1. Vers le modèle numérique du composant.....	127

IV.A.2.	Outil de fabrication.....	134
IV.B.	Caractérisation	141
IV.B.1.	Mesure des paramètres diélectriques du matériau d'impression.....	141
IV.B.2.	Dispositif de mesure du gain en bande d'une antenne lentille	143
IV.C.	Application pour une antenne lentille hors d'axe	144
IV.C.1.	Description, synthèse et fabrication de la lentille hors d'axe	144
IV.C.2.	Simulation et Caractérisation de la lentille hors d'axe	146
IV.D.	Résumé du chapitre IV.....	150
V.	Conclusion générale	151
VI.	Bibliographie.....	153
VII.	Table des illustrations	159
VIII.	Table des tableaux	165
IX.	Publications et Reconnaissances	167

Introduction

La publication des travaux de Faraday en 1821 [1] a jeté les bases d'une nouvelle branche de la physique appelée électromagnétisme. L'électromagnétisme, qui étudie les interactions entre particules chargées électriquement, fut formalisé mathématiquement par Maxwell en 1873 [2] d'après les célèbres équations associées à son nom. Maxwell a prédit en outre l'existence des ondes électromagnétiques qui seront confirmées en 1887 par l'expérience de Hertz [3].

La manipulation des ondes électromagnétiques est au cœur de nombreuses applications dans nos sociétés modernes. L'une des applications les plus importantes concerne la conception des dispositifs d'émission-réception radioélectrique [4]. Les antennes, qui sont au cœur de ces dispositifs, permettent de rayonner et de capter les ondes électromagnétiques. Leurs caractéristiques en termes de rendement, de diagramme de rayonnement et de bande passante affectent directement les performances de ces dispositifs.

Comparées aux systèmes de transmissions filaires, les antennes rayonnantes permettent de s'affranchir d'une liaison physique directe. Elles sont donc tout aussi bien adaptées à une installation dans des porteurs mobiles, qu'à une utilisation en environnement isolé ou à faible taux d'urbanisation.

Les antennes peuvent être classifiées selon le critère d'utilisation qui en est fait. Ainsi on peut entrevoir des utilisations à très courte portée comme l'identification par puce RFID¹, et à très longue portée tant pour les liaisons satellites, les liaisons point à point, que pour la surveillance radar. Dans le cas des liaisons à très longue portée, l'antenne se compose en général d'une source primaire rayonnante associée à un composant focalisant. Pour une installation dans des systèmes embarqués, ce type d'antenne est soumis à des contraintes importantes liées à la compacité, aux exigences de performance et au coût de production en fonction du cahier des charges imposé. Comme tout système, on peut agir sur ses éléments pour optimiser les paramètres du dispositif. Ce travail de thèse s'intéresse à l'amélioration de la compacité des antennes destinées en priorité aux systèmes embarqués tout en respectant les exigences de performance et de compétitivité.

¹ Radio Frequency Identification.

Pour cela, une des approches explorées à Thales Research and Technology consiste à agir sur la réduction des dimensions de l'élément focalisant de l'antenne. Pour y parvenir, on utilise des matériaux artificiels fonctionnant en transmission et conçus en structurant la matière diélectrique à une échelle plus petite que la longueur d'onde (sub-longueur d'onde) [5]. Cette structuration permet en pratique d'opérer une variation de l'indice de réfraction effectif afin de réaliser des éléments diffractifs aptes à remplir une fonction hyperfréquence. Plusieurs fonctions hyperfréquences sont envisageables : la focalisation qui permet la concentration d'une onde électromagnétique vers une cible, la déflexion qui permet de changer sa direction, ou toute autre opération basée sur le contrôle de la phase pour transformer un rayonnement incident en un profil de rayonnement adapté à l'application.

Cependant, la particularité de ce type d'élément structuré est de mêler plusieurs échelles physiques engendrant une complexité dans leur étude. La plus grande dimension d'un composant structuré peut atteindre plusieurs dizaines de longueur d'onde, par exemple 20λ , alors que la taille minimale des structures sub-longueur d'onde peut être inférieure à une fraction de la longueur d'onde, tel que $\lambda/20$. Cet aspect multi-échelle complique les dispositifs antennaires qui intègrent ces éléments structurés et les rend parfois impossible à simuler par des méthodes numériques rigoureuses. Ce verrou est dû au fait que les outils traditionnels pour la simulation électromagnétique rigoureuse reposent sur le maillage volumique du domaine de calcul, et plus ce maillage est fin, plus les ressources de calcul requises en termes de mémoire et de processeur augmentent. La mise à disposition d'un modèle simplifié pour la simulation rapide des performances permettrait de réaliser leur étude et d'optimiser leur conception.

Une autre conséquence de cet aspect multi-échelle des éléments structurés est la complexité de leur conception. Ces composants intègrent des milliers de structures de taille, de forme et de disposition variant en fonction de la position. Seul un agencement judicieux de ces structures permet d'obtenir des éléments remplissant leur fonction de manière efficace. Leur conception nécessite le développement d'outils numériques adéquats pour obtenir leur description physique. La mise en place de ces outils numériques est essentielle car elle constitue la base permettant, une fois ces éléments optimisés, de passer à leur réalisation physique.

Les travaux de cette thèse ont pour objectifs l'élaboration d'un modèle de calcul multi-échelle permettant la prédiction rapide des performances des éléments structurés, leur optimisation et leur réalisation physique.

Ce manuscrit de thèse est organisé de la façon suivante :

Le premier chapitre présente les besoins en antenne compacte à fort gain et les applications concernées par de tels besoins. On présente un état de l'art sur les technologies d'antenne utilisées pour répondre à ces besoins. Différentes technologies sont passées en revue tels que les antennes actives [6], les paraboles [7], les reflectarrays [8], les transmitarrays [9] ainsi que les lentilles diélectriques [10]. Ceci permet d'identifier les points forts et faibles de chaque technologie ainsi que les caractéristiques idéales recherchées.

Le second chapitre introduit les atouts des milieux structurés pour la réalisation d'antennes. On y fait une présentation générale des grandeurs caractérisant les milieux structurés et de la problématique principale concernant la simulation des dispositifs antennaires les intégrant. L'élaboration d'un modèle de calcul rapide répondant à cette problématique est alors présentée. Ce modèle est testé sur une structure d'antenne lentille diffractive et sur un réseau diffractif sub-longueur d'onde. Une comparaison des résultats de l'outil avec ceux d'une simulation rigoureuse et d'une mesure est effectuée pour la validation.

Dans le troisième chapitre, on présente différentes méthodes numériques de synthèse d'un composant structuré. Ces méthodes sont appliquées sur une fonction de lentille diffractive. La précision et la rapidité du modèle de calcul sont utilisées pour analyser et optimiser la méthode de synthèse. Pour évaluer la pertinence de la structuration, les performances d'une lentille diffractive structurée et optimisée sont comparées avec celles d'une lentille massive et d'une lentille de Fresnel mises en œuvre dans des conditions d'encombrement identiques.

Dans le quatrième chapitre, les outils et les procédures utilisés pour la fabrication et la caractérisation des dispositifs réalisés sont présentés. Ces outils sont ensuite utilisés pour concevoir, simuler et caractériser une antenne lentille hors d'axe.

I. Besoins adressés et antennes compactes à fort gain

Les systèmes antennaires radioélectriques sont des dispositifs permettant de transmettre et de recevoir un signal véhiculé par une onde électromagnétique. La maîtrise de leur conception et leur utilisation dans diverses applications a contribué à changer la face du monde au cours du siècle précédent. Les applications qui reposent sur ces systèmes antennaires concernent la plupart des applications modernes dont la transmission d'information par voie hertzienne, la diffusion multimédia de masse ainsi que le domaine de la détection avec des radars civils et militaires. A travers ces systèmes, différents points du globe ont été connectés favorisant ainsi la diffusion de la connaissance et les échanges culturels à l'échelle planétaire.

De façon générale, un système antenne radioélectrique s'étudie principalement à 3 niveaux d'une chaîne qui sont l'étage d'émission, l'espace de propagation et l'étage de réception. L'étage d'émission a pour rôle de mettre en forme le signal puis de le rayonner dans l'espace de propagation. L'espace de propagation est un milieu où évolue le signal selon les lois de l'électromagnétisme tout en tenant compte des propriétés électriques des constituants du milieu. L'étage de réception joue un rôle réciproque à celui de l'émission, c'est-à-dire capter le rayonnement puis en extraire les signaux utiles. Les antennes radioélectriques qui sont le principal sujet de ce travail de thèse, sont au cœur de cette chaîne. Elles constituent l'interface de transition entre les étages émission/réception et l'espace de propagation. Du fait de leur rôle central d'interface, les caractéristiques radioélectriques de ces antennes sont décisives dans la qualité d'un système antenne radioélectrique. Leur conception repose sur l'utilisation des lois de l'électromagnétisme avec pour objectif principal de favoriser le transfert optimal du signal à l'interface de transition. La Figure 1 illustre le schéma de principe d'un système antenne radioélectrique.

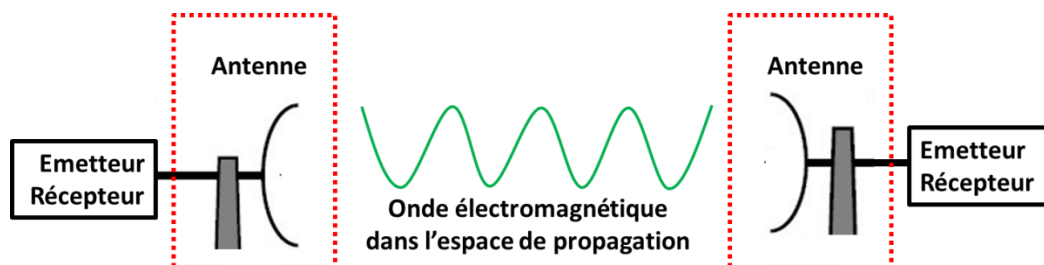


Figure 1 : schéma de principe d'un système antenne radioélectrique.

I.A. Besoins concernant les antennes compactes à fort gain

Parmi la multitude d'antennes qui existent, on s'intéresse aux antennes compactes à fort gain de la bande millimétrique couvrant les fréquences de 30 GHz à 300 GHz. Le gain d'une antenne s'exprime comme le rapport entre la puissance émise dans la direction principale de rayonnement et la puissance émise par une antenne isotrope. Le terme *fort gain* concerne les antennes ayant un gain supérieur à 30 dBi, soit 1000 fois la puissance rayonnée par une antenne isotrope. Il s'agit d'antennes très directives. Les applications ciblées par le développement de ces antennes compactes à fort gain sont nombreuses et couvrent les applications de communication satellitaire sur systèmes embarqués civils ou militaires, les liaisons discrètes point à point et les applications radar.

I.A.1. Communications satellitaires avec un porteur mobile

Le marché des satellites est un marché en forte croissance avec près de 150 satellites lancés par an [11]. Ces satellites artificiels couvrent un large domaine d'applications dont les télécommunications, la géolocalisation, la météorologie ainsi que l'observation de la terre et de l'univers. Dans le domaine des télécommunications et de la diffusion multimédia, l'atout principal d'un satellite réside dans la largeur de sa zone de couverture de taille continentale. Il en résulte que l'exploitation d'un satellite pourrait avantageusement remplacer tout une infrastructure terrestre en termes de coût. Les satellites de télécommunication de première génération souffraient d'une faible puissance d'émission. Ce qui nécessitait pour la réception des tailles d'antenne très grande pour assurer le bilan de liaison, donc non intégrables sur des porteurs. L'augmentation de la puissance délivrée par les satellites de nouvelles générations couplée à l'amélioration de la sensibilité des systèmes de réception (amplificateur faible bruit) a permis l'utilisation d'antennes de réception de plus petite taille et ouvert la voie à un potentiel nouveau marché de masse pour la diffusion audiovisuelle et la connectivité internet mobile à haut débit. En plus, l'utilisation de nouveaux satellites évoluant sur des orbites plus basses (orbite basse pour la constellation LEO² et moyenne pour MEO³) permettra à la fois d'améliorer la latence rencontrée dans les connections satellitaires ainsi que le bilan de liaison, avec une possibilité d'utiliser des antennes de taille encore plus compacte. Un des axes de recherche sur les dispositifs de réception satellitaire concerne ainsi le développement d'antennes compactes

² Low Earth Orbit.

³ Medium Earth Orbit.

à fort gain, facilement intégrables sur un porteur et capable d'orienter le faisceau pour la réception du signal satellitaire à partir d'une installation sur un porteur mobile. Une technologie bas coût permettrait l'adressage d'un marché à fort potentiel. De telles antennes de réception permettraient de bénéficier d'un accès haut débit et stable comparable à ceux d'une architecture fixe et ce quelle que soit la position sur le globe, en situation fixe ou de mouvement.



Figure 2 : Réception satellitaire sur porteurs mobiles [12].

I.A.2. Communications point à point

Des communications hertziennes de courte portée sont souvent utilisées pour transmettre des signaux entre les infrastructures d'un réseau de communication. Ceci est fait en utilisant des antennes très directives soit pour une liaison point à point ou une liaison point à multipoint. A titre d'exemple, dans l'architecture réseau d'un opérateur, des liaisons de type relai point à point ou point à multipoint sont utilisées en tant que répéteur hertzien pour acheminer de grandes quantités d'information d'une station du réseau à une autre sans passer par une liaison filaire coûteuse et non reconfigurable en cas de changement de la topologie du réseau. Les fréquences de la bande millimétrique autour de 40 GHz sont utilisées pour bénéficier d'une large bande passante. Les contraintes principales de ce type d'antenne sont liées à l'aptitude à former correctement le faisceau ainsi que le volume d'encombrement global de l'antenne. En effet, la taille de l'antenne va directement impacter le prix de location du mat sur lequel est installée cette dernière. Ainsi des antennes compactes à fort gain sont recherchées pour ce type de liaison.



Figure 3 : Répéteurs hertziens utilisés dans les liaisons point à point des opérateurs [13].

Un autre exemple concerne les communications utilisées dans le théâtre d'une opération militaire. Des communications locales à courte portée, ne passant donc pas par un relais satellitaire, ont été utilisées pour établir une liaison entre des éléments d'un même camp et leur plateforme de commandement. Cette liaison directe permet ainsi d'éviter l'interception des communications par le camp adverse. La raie d'absorption de l'oxygène à 60 GHz a ainsi été mise à profit pour encore améliorer la discrétion des communications par faisceau hertzien. Les antennes remplissant ces objectifs se doivent d'être directives, discrètes et efficaces.



Figure 4 : Liaisons point à point sur le théâtre d'une opération militaire [14].

I.A.3. Application de radar embarqué

Les radars sont des systèmes de détection et de localisation à l'aide des ondes électromagnétiques. Leur fonctionnement repose sur le traitement d'un signal réfléchi par une cible afin d'en extraire différentes informations telle que la position et la vitesse. Elles sont utilisées dans le domaine militaire pour la protection territoriale, le domaine civil pour le trafic aérien, la météorologie pour le sondage des nuages, la détection d'obstacle et l'aide à la conduite sur une voiture. Leur utilisation croissante dans les systèmes embarqués ainsi que la

contrainte de compacité requise par ces derniers nécessitent un besoin d'antennes compactes à fort gain, performantes et compétitives en termes de coût de fabrication.

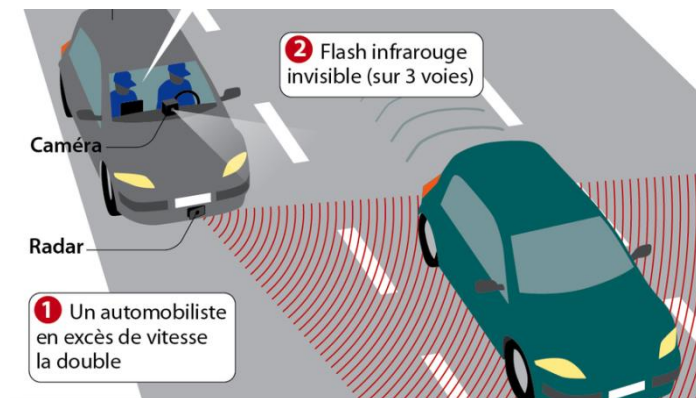


Figure 5 : Utilisation radar dans le cadre de la surveillance du trafic routier [15].

I.A.4. Caractéristiques recherchées pour une antenne directive compacte

Les quelques applications précédemment présentées permettent d'entrevoir les caractéristiques idéales recherchées pour une antenne compacte à fort gain. Cette dernière a pour fonction principale de rayonner efficacement la puissance électrique qui lui est fournie dans une direction cible tout en minimisant le rayonnement dans toute autre direction. Elle doit en outre avoir de faibles niveaux de lobes secondaires au niveau du diagramme de rayonnement, ainsi qu'une bonne efficacité de la conversion de l'énergie électrique vers l'énergie rayonnée. Une très bonne discrimination de polarisation est aussi recherchée afin d'éviter les pertes dues à la répartition de puissance non voulue sur 2 polarisations orthogonales, ceci tout en offrant la possibilité d'utilisation simultanée des 2 polarisations. Un fonctionnement sur une large bande de fréquence autour de la fréquence nominale est recherché, l'exploitation de cette largeur de bande dépend de l'application visée. Un autre atout important et donc recherché pour une exploitation dans les systèmes embarqués est lié à la capacité à pointer des directions différentes, l'antenne doit maximiser l'angle de dépointage du faisceau accessible. L'ensemble de ces contraintes doit être compatible avec la réduction de l'encombrement de l'antenne tout en ayant un coût de fabrication compétitif par rapport à ce qui est commercialement disponible.

I.B. Etat de l'art sur les antennes compactes à fort gain

L'état de l'art sur les antennes compactes à fort gain présenté ici est non exhaustif. On s'est attaché à présenter les technologies les plus citées dans la littérature. Chaque antenne est

présentée avec ses points forts et faibles puis examinée vis-à-vis des caractéristiques recherchées :

1. Fort gain
2. Large bande passante
3. Grands angles accessibles pour le dépointage du faisceau
4. Faible encombrement
5. Faible complexité de fabrication

I.B.1. Antenne réseau active à balayage électronique

L'antenne réseau active est constituée d'un ensemble d'antennes sources élémentaires (ouverture d'un guide d'onde, fentes...) amplifiées et disposées en réseau. Elles sont munies chacune d'un module de contrôle en amplitude et en phase du signal à émettre. Leur développement est récent avec des publications remontant aux années 1990 pour les applications radar [16]. En effet, c'est la baisse des budgets de la défense couplée à la menace des avions furtifs qui a impulsé un besoin nouveau d'antennes aux spécifications multiples (compatibilité en mode défense et attaque) pour remplacer un ensemble d'antenne où cela aurait été nécessaire auparavant. Leur réalisation n'a été rendue possible qu'avec l'arrivée à maturité de la technologie des circuits intégrés monolithiques hyperfréquence MMIC⁴ dans les années 80 [17] qui a permis de réduire les coûts de fabrication, le poids des antennes, et d'améliorer la compacité du système complet le rendant apte à une intégration sur des porteurs [18].

Le principe de fonctionnement repose sur celui des antennes réseaux. La direction de focalisation du faisceau est celle où la recombinaison spatiale des sources élémentaires est maximale, cette direction est contrôlée par le déphasage entre les différentes sources. Le principe de fonctionnement d'un réseau d'antennes est illustré sur la Figure 6.

⁴ Monolithic Microwave Integrated Circuit.

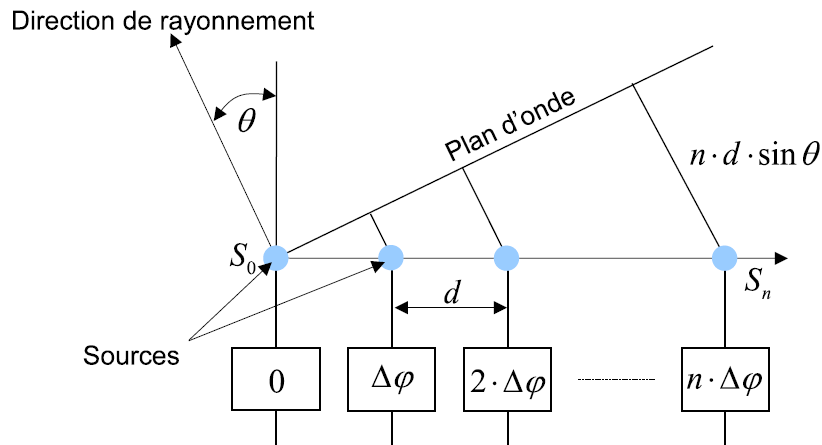


Figure 6 : Schéma de principe d'une antenne réseau, application d'un déphasage pour dépointer le faisceau [19].

L'atout d'une antenne active par rapport à une antenne passive est lié à la possibilité de commander de façon indépendante les différents modules émetteurs-récepteurs. Ainsi un ensemble de sous-modules peut être utilisé pour une fonction spécifique (brouillage, poursuite...). L'indépendance des modules permet de maintenir la robustesse de l'antenne, une panne sur un des modules n'empêche pas le fonctionnement global de l'antenne. La portée peut être améliorée de 20 à 70 % par rapport à une antenne passive.

Ce type d'antenne est cependant complexe car constituée d'un grand nombre de modules indépendants, dits modules actifs d'émission/réception, de l'ordre du millier. La Figure 7 illustre les éléments constitutifs d'une antenne active. La conception et le fonctionnement d'une telle antenne conduit nécessairement à résoudre un certain nombre de difficultés.

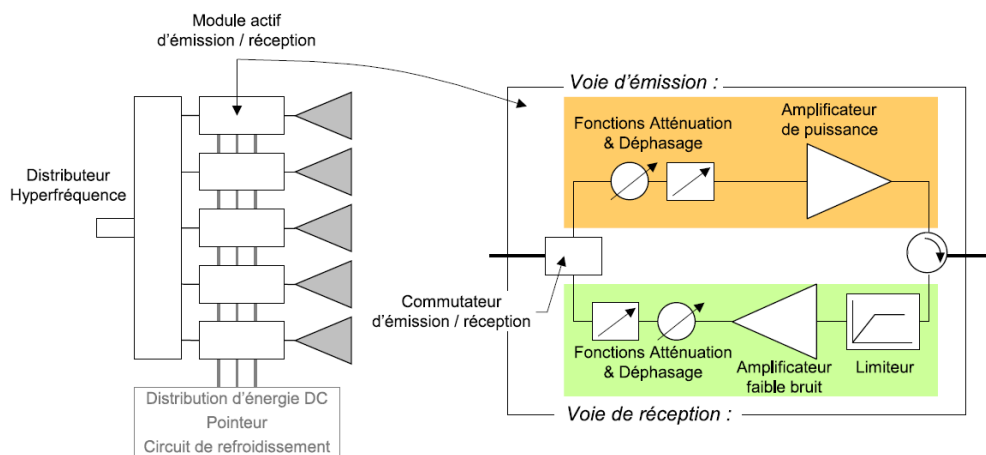


Figure 7 : Eléments constitutifs d'une antenne active [19].

Pour réaliser un diagramme de rayonnement finement contrôlé et éviter une remontée du niveau des lobes secondaires liée à la disposition en réseau des sources élémentaires, l'espacement entre les sources doit être inférieur ou égal à la moitié de la longueur d'onde de travail. Or pour obtenir un grand gain, il faut de grandes surfaces rapportées à la longueur d'onde. Ceci nécessite que le nombre de sources élémentaires soit élevé. Ce grand nombre d'antennes élémentaires entraîne une complexité dans l'intégration des circuits de distribution des signaux hyperfréquences, des informations logiques de commande, de l'alimentation des étages d'amplification et des commandes logiques.

De plus, les modules actifs n'ont pas un comportement strictement identique, d'autant plus que celui-ci peut évoluer au cours du temps. Il est donc nécessaire de procéder à leur étalonnage pour extraire leur comportement. Cette phase d'étalonnage permet d'accorder au mieux les commandes logiques générées au diagramme de rayonnement réel attendu. Plusieurs facteurs nécessitent cette phase d'étalonnage. Ce sont la dispersion de fabrication entraînant une différence de réponse d'un module à l'autre, la différence de comportement des modules en fonction de la fréquence de travail, la modification du comportement des étages d'amplification en fonction de la température, les déformations qui sont dues aux contraintes mécaniques, thermiques ou d'alignement dans le montage.

Les étages d'amplification et le confinement étroit des composants de l'antenne active sont à l'origine d'une augmentation de la température. Une température élevée dégrade les performances des composants, c'est pourquoi il est nécessaire d'associer un circuit de refroidissement au circuit de distribution de base afin de maintenir les performances.

Dans une antenne à balayage électronique, la formation et le dépointage du faisceau ne se fait pas par un positionnement mécanique à 2 axes. Une fois la consigne sur la forme du faisceau et sa direction fournies, le calcul de l'amplitude et de la phase du signal pour chaque antenne élémentaire est effectué par un calculateur ayant recours à des techniques de traitement du signal en temps réel. Cette information est ensuite convertie puis transmise aux circuits de commande des modules actifs.

Sur la Figure 8, l'intégration compacte des différents éléments d'une antenne active est illustrée.

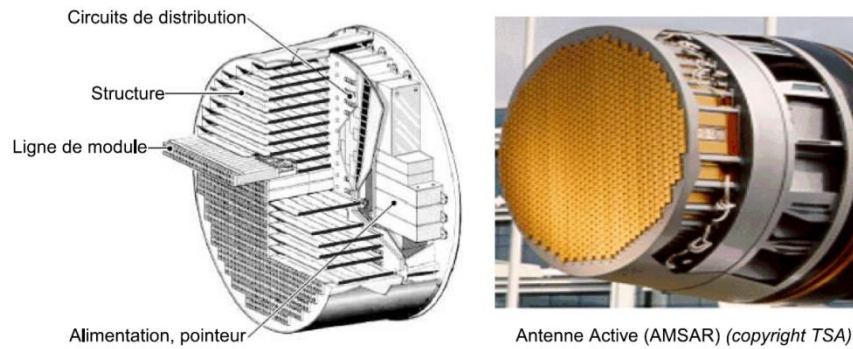


Figure 8 : Antenne active (AMSAR) [19].

En résumé, bien qu'adaptée en termes de performances aux applications nécessitant un fort gain et d'un dépointage du faisceau, la complexité dans la conception des antennes actives entraînent des coûts de fabrications très élevés, de ce fait, elles sont surdimensionnées pour de simples applications de focalisation où la rapidité de modification de la direction du faisceau n'est pas une priorité. Aujourd'hui, ces antennes actives sont réservées à une niche d'applications spécifiquement militaires tels que les radars équipant les avions de chasse, ou des radars de veille. Elles ne sont donc pas en l'état actuel destinées à un marché grand public.

I.B.2. Antenne à réflecteur parabolique

La première antenne basée sur l'utilisation d'un réflecteur est celle de Hertz en 1888 [20]. Il utilisa un réflecteur cylindrique excité par un dipôle électrique pour transmettre et recevoir une onde électromagnétique, démontrant ainsi expérimentalement les prédictions de Maxwell. L'antenne à réflecteur parabolique qui constitue la forme d'antenne réflecteur de référence est l'une des plus utilisées dans les applications nécessitant une focalisation du rayonnement. Elle est dans sa forme de base constituée d'une source primaire placée au foyer d'un paraboloïde de révolution. Le rayonnement quasi-sphérique de cette source primaire est intercepté puis réfléchi par le réflecteur parabolique. En sortie d'antenne, une onde dirigée quasi-plane est obtenue. Le principe de fonctionnement de cette antenne est illustré sur la Figure 9.

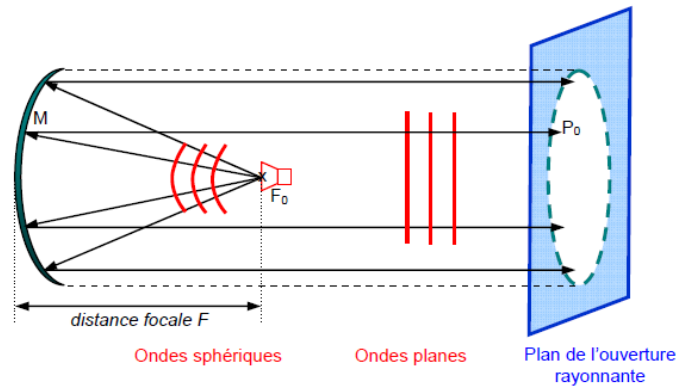


Figure 9 : Schéma de principe du réflecteur parabolique [21].

L'atout principal du réflecteur parabolique est d'atteindre des gains élevés nécessaires et favorables à un bon bilan de liaison, avec un fonctionnement théoriquement non limité en bande. De façon générale, les reproches faits à cette antenne sont une forte sensibilité aux erreurs de fabrication [22]. L'état de surface de la parabole doit être maîtrisé avec une tolérance plus petite que 5% de la longueur d'onde pour éviter les erreurs de phase. On voit sur la Figure 10 qu'au fur et à mesure que les erreurs de surface augmentent, erreurs exprimées ici par l'écart type moyen de phase δ (radian) du profil de surface réel par rapport à un état de surface parfait, le gain dans l'axe diminue suivi d'une remontée du niveau des lobes secondaires, ce qui est une forte contrainte de précision sur les outils de fabrication aux courtes longueurs d'onde des fréquences de la bande millimétrique, entraînant ainsi un prix de fabrication élevé.

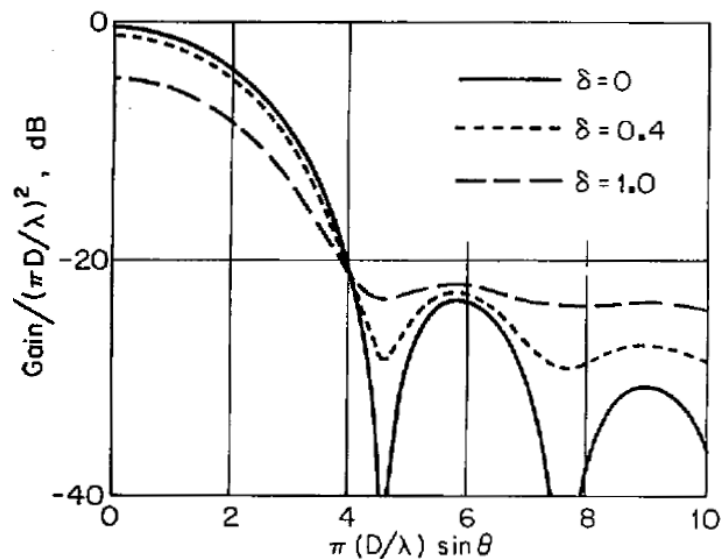


Figure 10 : Modification du diagramme de rayonnement d'une antenne parabolique en fonction des erreurs aléatoires de surface exprimées en radian [23].

L'antenne à réflecteur parabolique souffre de plus du masquage de source [24] caractérisant les systèmes fonctionnant en réflexion. Ce masquage dépend de la taille de la source primaire et de ses éléments de support, ce qui entraîne une remontée des lobes secondaires dans le diagramme de rayonnement. Ce masquage de source augmente et constitue une limitation lorsqu'on cherche à réduire l'encombrement global de l'antenne. L'efficacité d'ouverture maximale dans des conditions idéales de fonctionnement (état de surface parfait et grande distance focale) pour la configuration centrée du réflecteur parabolique est d'environ 60%. On a aussi une limitation en capacité de dépointage du faisceau due au profil courbe de la surface du réflecteur. Ces différentes limitations sont rédhibitoires dans le cadre d'un système embarqué à faible encombrement.

Des techniques existent cependant pour contourner chacune de ces limitations. Pour réduire les effets du masquage de source, des configurations d'antenne dites en *offset* [25] sont utilisées. Ces configurations en *offset* améliorent l'efficacité d'ouverture pour atteindre 70%. Dans une configuration en *offset*, la source primaire est décalée de l'axe du réflecteur principal. Ce décalage entraîne une modification de la loi d'illumination au niveau du réflecteur et réduit la portion de rayonnement réfléchi masquée par la source primaire. Cependant ce décalage a pour conséquence une augmentation de la polarisation croisée rayonnée, affectant alors la pureté de polarisation de l'antenne dans le cas d'utilisation en polarisation linéaire. Il convient alors de trouver un compromis entre la maximisation du gain et la limitation de la polarisation croisée. D'autres techniques utilisant 2 réflecteurs dans des configurations dites Cassegrain et Grégorien existent et sont utilisées pour porter l'efficacité d'ouverture des antennes parabolique à 80%, mais ceci est au prix d'une augmentation de la complexité globale de l'antenne et donc du coût de cette dernière.

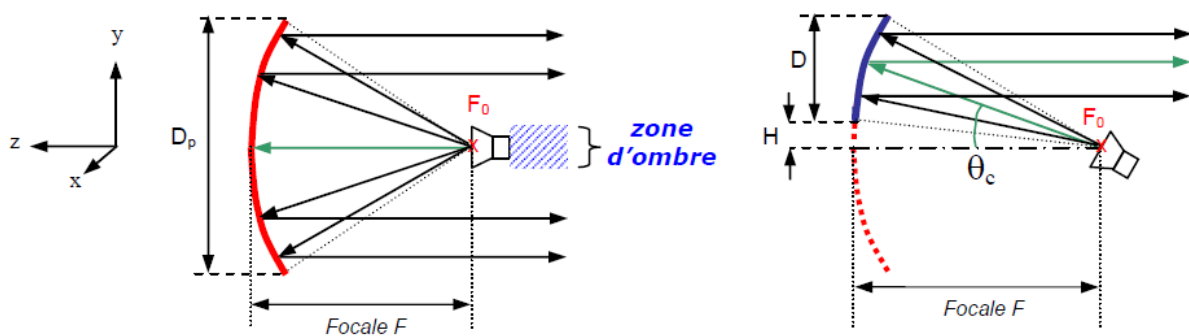


Figure 11 : Configuration de la source centrée (gauche) et en offset (droite) [21].

Pour dépointer le faisceau, la solution classique consiste à déplacer la source RF dans le plan focal de la parabole. Un faible décalage permet de changer la direction du faisceau émergent au prix d'une réduction du gain de l'antenne. Cette technique est souvent utilisée pour les applications multifaisceaux satellitaires permettant de cibler simultanément plusieurs satellites. Cette technique est illustrée par la Figure 12.

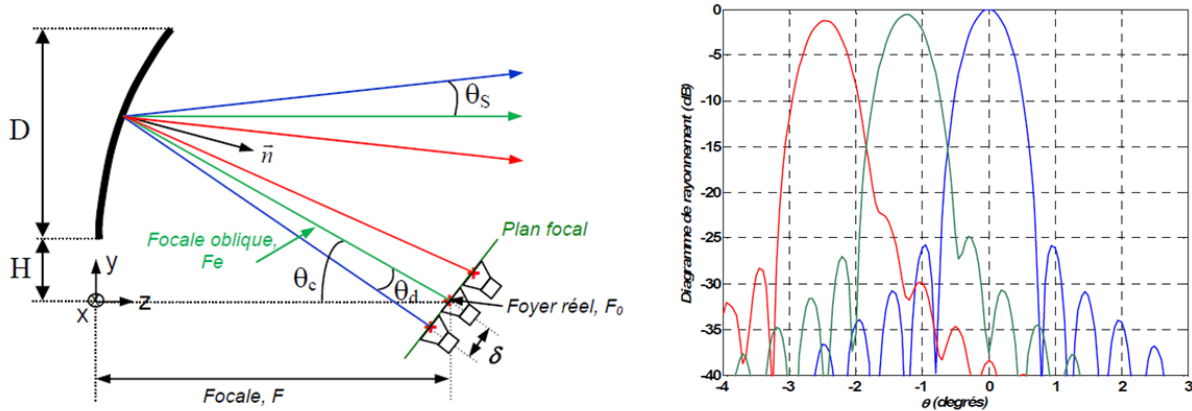


Figure 12 : Dépointage du faisceau d'antenne par déplacement dans le plan focal [21].

Les angles de dépointage accessibles de cette façon sont cependant faibles, généralement inférieurs à 10° , ce qui est une sévère limitation dans les applications pour systèmes embarqués. Lorsque l'application nécessite des angles de dépointages plus élevés et un pointage dynamique, le système d'antenne à réflecteur est motorisé. Ainsi la fonction de pointage du faisceau est désormais assurée mécaniquement. L'inconvénient de cette méthode de pointage est lié au volume d'encombrement nécessaire au débattement de l'antenne. Ce volume impacte fortement les systèmes embarqués sur lesquels les antennes sont intégrées. Outre la complexité de la mécanique de pointage à 2 axes de rotation, cela affecte la discrétion de l'antenne (Figure 13) et parfois le profil aérodynamique du porteur. C'est l'une des limitations principales de la parabole qui a poussé au développement d'antennes compactes plus discrètes.

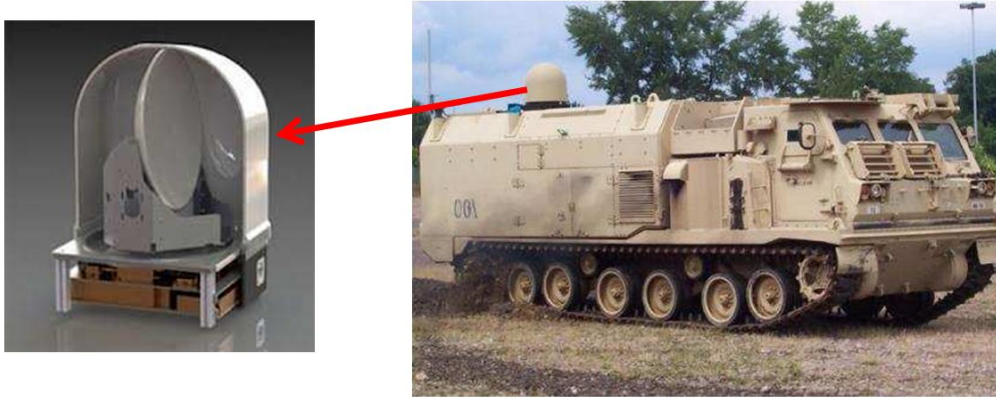


Figure 13 : Volume d'encombrement pour le dépointage mécanique du faisceau.

En résumé, les antennes à réflecteur parabolique sont une référence en termes de gain atteignable dans des configurations où l'encombrement n'est pas une contrainte. Cependant, dans le cas contraire, les limitations du masquage de source, l'encombrement nécessaire au dépointage associé à un coût de fabrication élevé dans les fréquences microondes n'en fait pas une solution idéale.

I.B.3. Réseau d'antennes imprimées (patches)

Le concept d'antennes imprimées remonte aux années 50 [26], mais une attention sérieuse ne leur a été portée qu'à partir des années 70. Dans sa configuration basique une antenne imprimée (patch) est constituée d'une couche métallique surmontant une fine couche de substrat diélectrique le tout reposant sur un plan de masse [27]. Un réseau d'antennes imprimées est un dispositif rayonnant formé par l'association de plusieurs antennes imprimées élémentaires. Ces sources sont en général des patches ayant un gain de 5 à 7 dBi. C'est l'association de ces sources qui permet d'atteindre des gains élevés. La mise en phase des différents patches sources est effectuée grâce à un réseau de répartition. La Figure 14 présente une antenne patch élémentaire et la Figure 15 montre deux réseaux d'antennes patch.

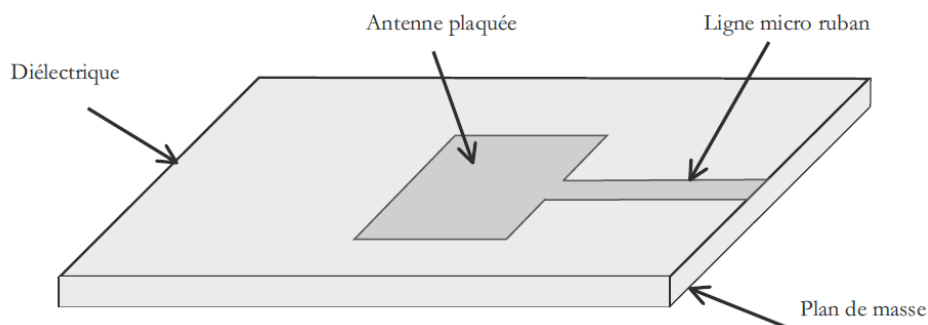


Figure 14 : antenne patch [10].

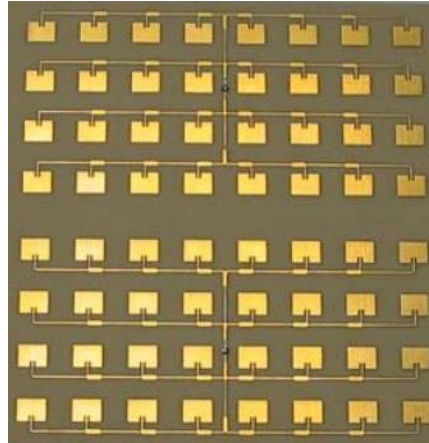


Figure 15 : Réseaux d'antennes patchs [28].

Le réseau d'antennes imprimées permet de satisfaire la contrainte de compacité qui est l'une des plus fondamentales dans un système embarqué. En effet les antennes imprimées permettent de garder un profil discret, facilitant leur fabrication par des technologies à bas coût de circuit imprimé déjà maîtrisées, ainsi que leur intégration dans les circuits micro-ondes. Ce profil discret les rend aussi aptes à une disposition pour la réalisation d'antennes conformes [29]. Ces antennes permettent une maîtrise de la polarisation qui est liée au choix de l'orientation des patchs.

Il subsiste cependant plusieurs limitations avec cette technologie d'antenne. En effet, des performances élevées en gain ne peuvent être obtenues qu'en augmentant le nombre de patchs. Ceci engendre à la fois une complexité dans le réseau d'alimentation, augmente fortement les pertes diélectriques et métalliques du circuit de répartition, et est sujet à des phénomènes de couplage par onde de surface qui peuvent dégrader le diagramme de rayonnement [30]. Les pertes du réseau de répartition sont d'autant plus importantes que les fréquences d'utilisation sont élevées. En outre, ces réseaux d'antennes supportent difficilement les fortes puissances et présentent une sévère limitation en largeur de bande de fonctionnement inhérente aux phénomènes de résonance siégeant dans le patch. Dans la littérature, plusieurs travaux ont été menés dans le but d'améliorer les performances des antennes réseaux imprimées. Ces travaux concernent en général l'amélioration de la largeur de bande et la réduction des différentes sources de pertes.

Pour réduire les pertes dues au circuit d'alimentation, une des méthodes consiste à utiliser un substrat diélectrique de faible épaisseur, et d'une permittivité élevée. Dans ces conditions le rayonnement parasite du circuit d'alimentation est réduit. Le contrecoup de cette

technique est aussi de réduire l'efficacité de rayonnement des patches. En effet, un substrat de forte permittivité ayant une petite épaisseur favorise le confinement du champ sous le patch. En outre, la densification des lignes de champs sous le patch augmente les pertes diélectriques et métalliques, ces pertes deviennent de plus en plus importantes à mesure que l'on monte en fréquence.

Une autre source de pertes provient des ondes de surface qui prennent naissance dans le couplage entre les différents patches constituant le réseau d'antennes. Leur effet augmente avec la densification du nombre de patches ainsi que l'augmentation de l'épaisseur du substrat. Ces ondes de surface peuvent être diffractées par les arêtes des patches en produisant un rayonnement parasite qui dégrade le rayonnement principal du patch. Pour réduire ces effets, on peut diminuer l'épaisseur du substrat, ou encore utiliser des matériaux artificiels à bande interdite [31]. Les inconvénients de la première approche ont été mentionnés précédemment, quant à l'utilisation de matériaux à bande interdite, elle ajoute une complexité de conception supplémentaire qui impacte sur le coût de fabrication pour la construction de grands réseaux imprimés. La Figure 16 illustre l'utilisation d'un matériau à bande interdite dans le but de réduire le couplage entre les patches.

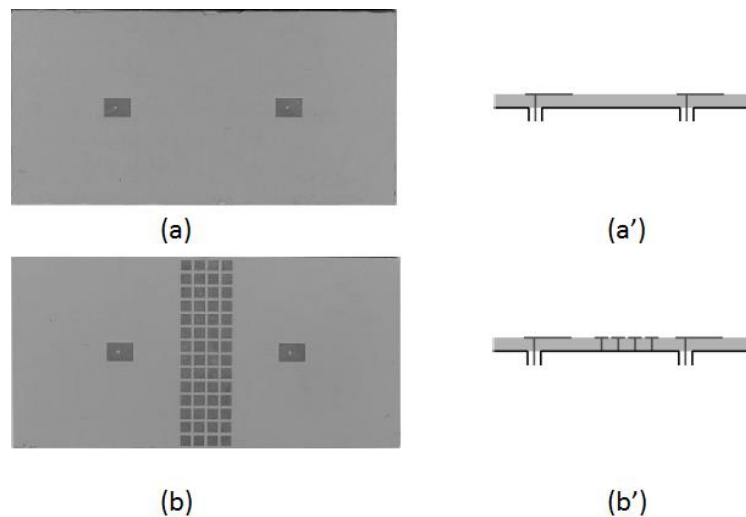


Figure 16 : Antennes patches classiques : (a) vue de haut et (a') vue de côté. Antennes patches avec un matériau à bande interdite : (b) vue de haut et (b') vue de côté [31].

La bande passante typique d'un patch classique varie de 2 à 5%, c'est l'une des plus grandes limitations de cette technologie. Il existe plusieurs méthodes [32] pour améliorer cette dernière. Ces différentes méthodes sont des techniques d'adaptation d'impédance, des techniques de multiples résonances, ou des techniques de réduction du facteur de qualité de la

cavité résonnante du patch. Les techniques de multiples résonances permettent d'élargir la bande passante de 4 à 20%. Mais cet élargissement de la bande se fait au prix d'une complexité géométrique qui rend difficile la fabrication de grands réseaux imprimés, réduisant ainsi la compétitivité de l'antenne. La Figure 17 présente un patch à multiple résonance.

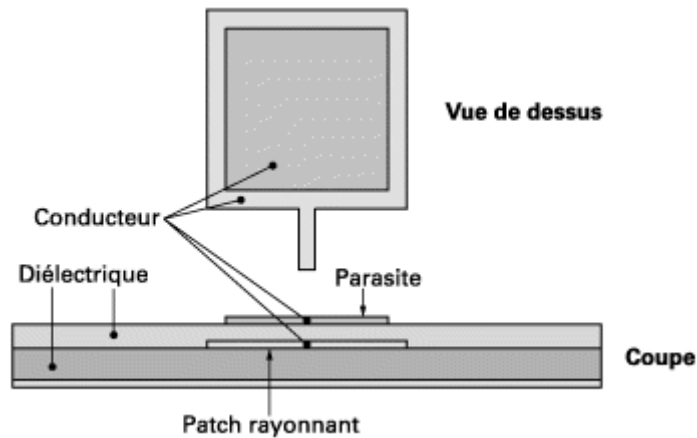


Figure 17 : Antenne patch à multiples résonances [33].

Ainsi, les différents paramètres d'une antenne patch sont intrinsèquement liés. L'amélioration de l'un de ces paramètres par une quelconque technique impacte de manière non négligeable les autres. Cette solution est adaptée aux fréquences basses de la bande millimétrique, où les différentes sources de pertes peuvent être maîtrisées. Cependant dans les fréquences hautes de la bande millimétrique, les pertes diélectriques et métalliques dans le circuit de répartition rendent la technologie inadaptée pour des applications embarquées nécessitant un fort gain et une bonne efficacité de rayonnement.

I.B.4. Réseau d'antennes en réflexion

Le réseau réflecteur d'antennes imprimées appelé aussi reflectarray est un concept à mi-chemin entre le réflecteur parabolique et le réseau d'antennes patches imprimées. A ce titre il combine les caractéristiques des deux concepts. Dans sa forme classique, il est constitué d'un large réseau d'antennes patches imprimées sur une fine couche de substrat diélectrique. Ce réseau est illuminé par une source primaire. Chaque élément de ce réseau est conçu pour opérer la correction de phase nécessaire à l'obtention du front d'onde voulu dans l'ouverture de l'antenne [34]. La Figure 18 illustre la disposition des éléments d'un reflectarray. Ce concept

de compensation de phase à partir d'une source unique remonte aux années 60 [35], mais ne reçut pas d'attention avant le développement des technologies de circuit imprimé [36].

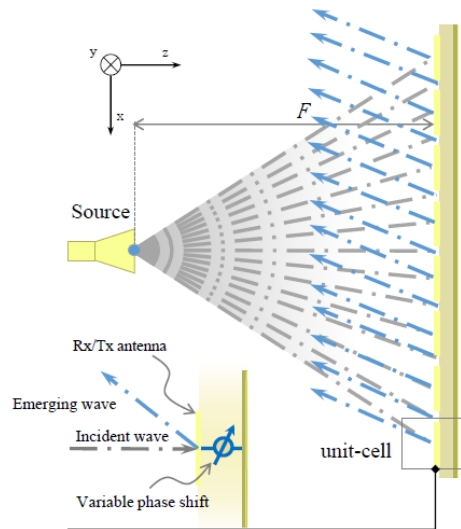


Figure 18 : Schéma de principe d'un reflectarray [37].

Les réseaux réflecteurs permettent de pallier la limitation principale en efficacité de rayonnement rencontrée dans les réseaux d'antennes imprimées. Comme dans le cas d'une antenne parabolique, l'excitation des différents patches imprimés se fait par une propagation en espace libre du champ électromagnétique entre la source primaire et le réseau réflecteur. Ceci permet de passer outre les pertes importantes d'un circuit d'alimentation et d'obtenir ainsi une bonne efficacité de rayonnement. Cette absence de réseau de répartition réduit aussi le coût de fabrication et d'intégration. Le profil discret des réseaux réflecteurs est apte à une disposition sur des surfaces planes ou conformées. Le réseau réflecteur, tout comme le réseau imprimé dont il hérite, permet une bonne maîtrise de la polarisation qui dépend principalement de la géométrie des patches. Des limitations héritées sont aussi à relever. En effet, tout comme les réseaux imprimés, les reflectarrays souffrent des mêmes contraintes que sont une limitation en bande passante, une sensibilité croissante du réseau de patches aux erreurs de fabrication aux longueurs d'onde millimétriques, de même qu'une augmentation des pertes métalliques et diélectriques à ces longueurs d'onde. A cela, se rajoutent les effets du masquage de source caractérisant les systèmes à base de réflecteur.

Comme tout réseau d'antennes la direction du faisceau est fixée en contrôlant le déphasage opéré au niveau de chaque cellule du réseau de patch. Différentes techniques de contrôle de la phase existent dans la littérature. Celles-ci reposent en général sur des modifications géométriques n'affectant que très faiblement la fréquence de résonance. Ces

modifications géométriques induisent un retard supplémentaire des courants à l'origine du rayonnement d'un patch. Les techniques de contrôle de phase proposées dans la littérature ont été développées en jouant sur la dimensions des patches [38], l'ajout et le contrôle de la taille des fentes [39], l'ajout de ligne à retard dit stub [40]. Cette dernière technique combinée à un contrôle de l'orientation du patch permet d'ajuster la phase pour les polarisations circulaires [41]. Quelques-unes de ces techniques sont illustrées dans les Figure 19, Figure 20 et Figure 21.

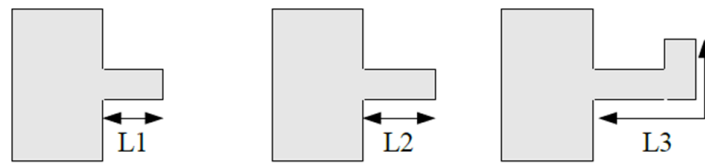


Figure 19 : Contrôle de la phase par ajustement de la longueur d'un stub.

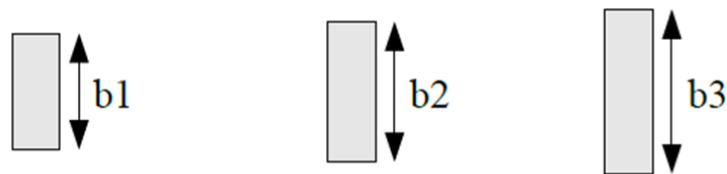


Figure 20 : Contrôle de la phase par variation de la taille du patch.

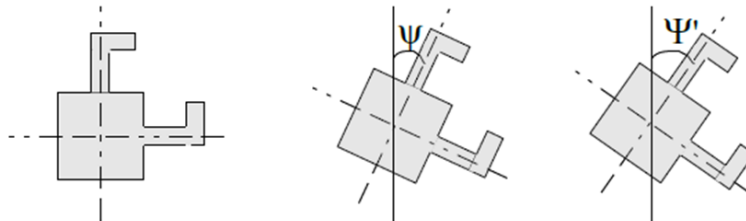


Figure 21 : Contrôle de la phase par rotation du patch [42].

Les phases obtenues par ces différentes techniques de contrôle sont permanentes. D'autres techniques permettent un contrôle dynamique de la phase et donc du diagramme de rayonnement. Pour des applications embarquées nécessitant un dépointage dynamique sans modification du profil de l'antenne, ces techniques sont les seules qui puissent être utilisées. Elles reposent en général sur l'utilisation d'éléments localisés ou distribués permettant de modifier par commande numérique ou analogique les paramètres de résonance du patch, permettant ainsi d'exercer un contrôle dynamique sur la phase. Mais ces techniques ne sont pas sans défaut et leur niveau de performance constitue l'un des principaux points limitant leur utilisation dans la bande millimétrique. Les investigations récentes sur les reflectarrays portent

principalement sur ces technologies de reconfigurabilité dynamique, ce qui est fortement recherché dans un système embarqué compact ayant besoin de dépointer son faisceau.

Les techniques de reconfigurabilité d'un reflectarray reposent sur une variation de la longueur électrique à l'aide d'éléments localisés ou distribués commandée électriquement. Les principes de base de la reconfigurabilité sont les mêmes que dans un reflectarray classique à savoir des techniques d'ajustement de la fréquence de résonance, d'ajout d'une ligne à retard dit stub, et de rotation du patch. La Figure 22 illustre l'utilisation d'éléments localisés avec les techniques classiques.

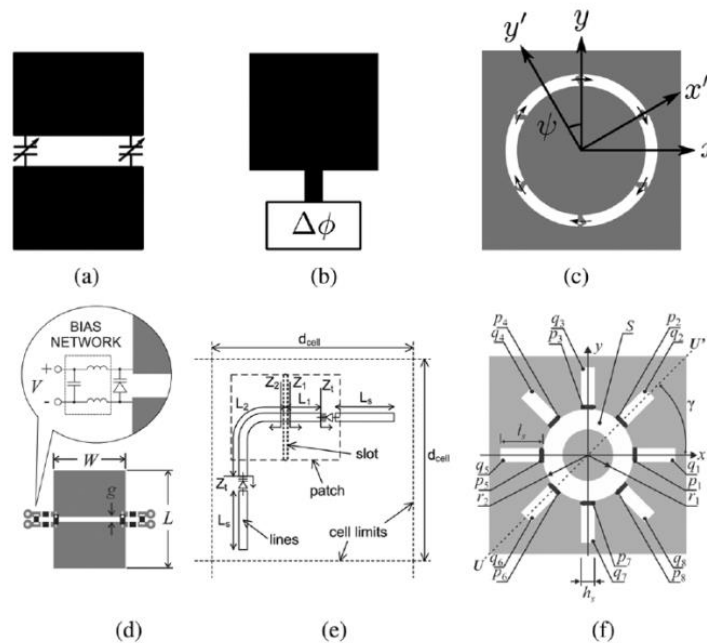


Figure 22 : Reconfigurabilité des reflectarrays : (a) résonateur accordable, (b) onde guidée, (c) rotation des patches, (d) varactor pour accorder le résonateur, (e) stub accordable, (f) spiraphase [43].

Plusieurs techniques ont été proposées dans la littérature pour le contrôle dynamique du faisceau émis par le réseau réflecteur. Une revue des différentes techniques utilisées pour la reconfigurabilité est présenté dans [43]. La plupart de ces techniques reposent sur l'utilisation d'éléments localisés à base de semi-conducteur tels que les diodes PIN et varactors [44], [45]. Leur utilisation est liée à la maturité et à la disponibilité des composants sur le marché associée à une technologie de fabrication maîtrisée. Cette technique présente cependant l'inconvénient de pertes importantes aux fréquences millimétriques.

A ces fréquences la technologie MEMS RF [46], [47], [48] leur est préférée. Cette technologie permet de bénéficier d'un faible niveau de pertes aux fréquences micro-ondes, d'une consommation énergétique quasi-nulle et d'une possibilité d'intégration à travers un bloc monolithique. Bien qu'une commande analogique soit possible, cette approche ne maintient pas des performances stables en fonction de la température, ceci limite son utilisation à une configuration à état discret comme dans le cas des diodes PIN. L'utilisation de plusieurs états discrets de quantification ainsi que le caractère localisé de ces techniques entraîne une complexification du circuit de commande tout en augmentant les coûts de fabrication. En outre, les états de commande accessibles étant discrets, cela réduit la qualité du diagramme de rayonnement favorisant ainsi une remontée importante des lobes secondaires.

D'autres technologies prometteuses sont en développement, mais leur niveau de maturité est actuellement beaucoup moins important que celui des MEMS RF. Ces technologies sont les couches minces ferroélectriques [49] contrôlables de façon analogique mais avec des niveaux de pertes plus élevés que la technologies MEMS-RF, les cristaux liquides [50] et les matériaux accordables tel que le graphène [51].

En résumé, les reflectarrays sont une solution permettant la formation et le dépointage d'un faisceau sur de grands angles tout en maintenant un profil discret, ils sont donc facilement intégrables sur un système embarqué. Ils sont cependant beaucoup moins performants en gain qu'un réflecteur parabolique à ouverture équivalente [34]. Comme le réflecteur parabolique, ils sont aussi soumis au masquage de source qui constitue à la fois une limitation en compacité et en performance de l'antenne. Ils ne sont en outre pas adaptés à des applications où la largeur de bande est primordiale. De plus la complexité de fabrication introduit par le circuit de commande dynamique de ces antennes n'en font pas à l'état actuel de l'art des solutions compétitives pour le dépointage du faisceau.

I.B.5. Réseau d'antennes en transmission

Le réseau d'antennes en transmission ou transmitarray est composé d'une source illuminant un réseau d'antennes fonctionnant en transmission. Le réseau d'antennes est constitué d'une antenne réceptrice couplée à une antenne émettrice par l'intermédiaire d'un élément modifiant le retard de l'onde. Le premier transmitarray fut proposé en 1949 en contrôlant le délai de l'onde électromagnétique à la traversée d'une structure discrète [52], mais il ne regagna de l'intérêt qu'avec l'apparition des technologies de fabrication pour circuit

imprimé. Aujourd'hui cette technique se réfère à l'utilisation d'antennes imprimées ou patches couplées entre l'entrée et la sortie du réseau transmetteur. La Figure 23 illustre la disposition des éléments d'un réseau transmetteur.

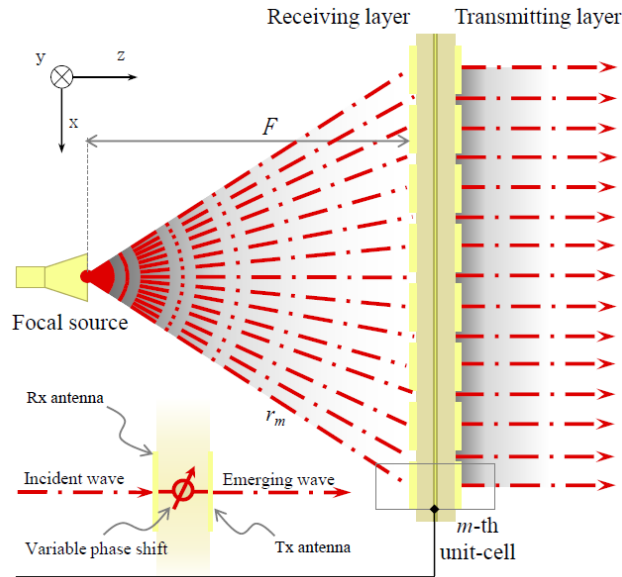


Figure 23 : Schéma de principe du transmitarray [37].

Comparé à un reflectarray, cette configuration d'antenne bénéficie de l'absence du masquage de source vue dans le réseau réflecteur, ceci permet par rapport au reflectarray de bénéficier d'une meilleure illumination dans l'ouverture de l'antenne avec la possibilité d'obtenir une meilleure compacité en réduisant la valeur de la distance focale. Comme le reflectarray, le transmitarray est confronté aux mêmes problèmes de limitation en bande et utilise les mêmes technologies pour la reconfigurabilité. Cependant le caractère transmissif des cellules d'un transmitarray lui permet d'utiliser des configurations passives pour contrôler mécaniquement le dépointage d'un faisceau sans modifier le profil de l'antenne. Ce principe de dépointage repose sur une approche optique des prismes de Risley [53]. Ceci constitue un avantage conceptuel important par rapport au reflectarray et permet l'orientation du faisceau avec une technologie de dépointage du faisceau à bas coût. Un exemple de transmitarray reposant sur ce principe est présenté dans [54]. Les capacités de dépointage du faisceau sont atteintes en jouant sur la rotation de deux éléments transmetteurs. La Figure 24 illustre la disposition des éléments d'une antenne dont la source radiofréquence (RF) émet une onde sphérique et dont les deux disques au-dessus jouent le rôle de formateur d'un faisceau avec possibilité de modifier la direction du faisceau.

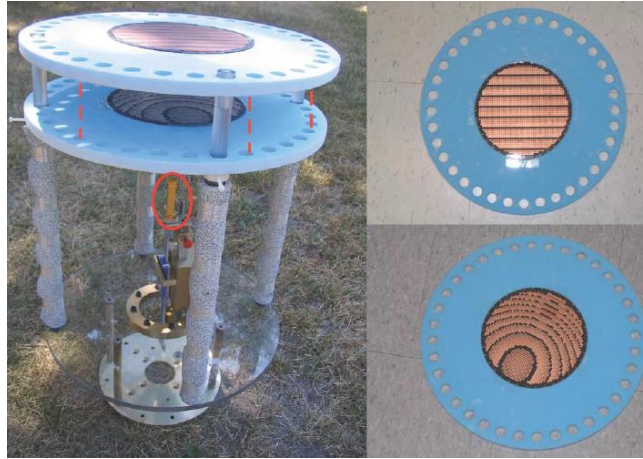


Figure 24 : Deux transmitarrays cascades dont les orientations relatives de l'un par rapport à l'autre permettent de fixer la direction de focalisation [54].

La conception d'un transmitarray introduit cependant une nouvelle contrainte liée au coefficient de transmission du transmitarray. En effet une partie de l'onde incidente sur le réseau transmetteur est réfléchiée à cause de la désadaptation au niveau du transmitarray, ce qui réduit l'efficacité de rayonnement dans la direction utile. Le concepteur de ce type d'antenne doit donc garder un objectif double qu'est la réalisation de cellule à saut de phase tout en veillant à maintenir le coefficient de transmission de la structure importante. C'est sur la résolution de cette double contrainte et du coût de réalisation qu'est évaluée la pertinence de l'architecture.

Différentes techniques ont été proposées dans la littérature pour réaliser un couplage performant entre les antennes émettrices et réceptrices du transmitarray. Ce couplage peut s'effectuer au travers d'une ligne de transmission [55], [56], par l'intermédiaire d'une fente [57], d'une rotation des éléments du réseau [58], ou encore par couplage de structure résonante [59]. Ces dernières années les surfaces sélectives en fréquence (FSS⁵) ont été largement exploitées pour la réalisation de transmitarrays performants. Celles-ci agissent comme un filtre en bande tout en modifiant la phase du signal. Elles sont constituées de l'association de couches capacitatives et inductives. Cette méthode nécessite cependant l'empilement de plusieurs couches de FSS pour réaliser l'excursion de phase nécessaire. Il est démontré dans la référence [60] que 4 couches sont nécessaires pour obtenir une excursion de 360° de phase. Ceci est l'une des faiblesses de cette approche car cela augmente à la fois la complexité de fabrication et les pertes d'insertion. Ce type de surface a aussi été utilisé pour contrôler le retard de groupe avec des cellules dites TTD⁶ [61]. Ces dernières sont constituées de plusieurs cellules capacitatives et

⁵ Frequency selective surface.

⁶ True time delay.

inductives non résonantes agissant comme un filtre surfacique sélectif en fréquence. Elles permettent de contrôler le temps de propagation de groupe d'un signal dans une bande de fréquence. Elles sont assimilables à des filtres à bande large n'atténuant que très faiblement le signal. Ceci permet aux différentes fréquences de l'onde électromagnétique de subir le même délai de propagation dans la structure avec une minimisation de la dispersion chromatique. Cependant leur réalisation a nécessité un empilement de plusieurs couches et le retard de phase généré n'atteint que 160° , ce qui est à la fois insuffisant et complexe à fabriquer, en plus des pertes d'insertion s'élevant à 1,5 dB. La Figure 25 montre les différentes couches de la cellule unitaire TTD d'un transmitarray.

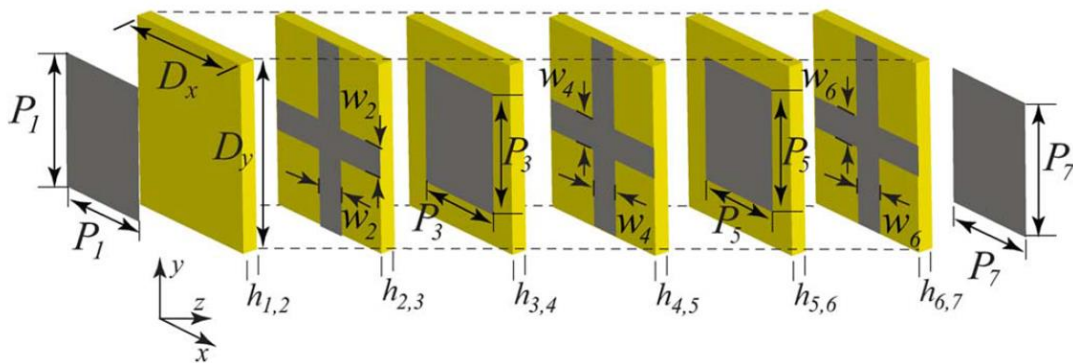


Figure 25 : Cellule unitaire TTD d'un transmitarray [61].

Bien que sur le principe, la disposition des éléments d'un transmitarray permet conceptuellement de meilleures performances et une meilleure compacité qu'un reflectarray, en pratique les structures actuelles de transmitarray souffrent d'une limitation de performance due aux pertes d'insertion et une complexité de fabrication dans le cas de l'association de cellules transmissives multicouches. Ce qui réduit grandement leur intérêt pour la réalisation d'antennes performantes et à faible coût.

I.B.6. Antenne lentille diélectrique

L'antenne à lentille diélectrique est constituée d'une source placée au foyer d'une lentille hyperbolique qu'elle illumine. Elle est l'équivalent en transmission du réflecteur parabolique. L'onde quasi-sphérique issue de la source est transformée en onde plane grâce à l'égale des chemins optiques après la traversée de la lentille. La lentille se comporte donc comme une structure qui allonge les distances optiques dans les endroits où une forte compensation est nécessaire. La lentille est constituée d'un matériau diélectrique d'indice de réfraction optique donné. La valeur de l'indice a un impact sur l'épaisseur de la lentille, les

fortes valeurs permettant de réduire l'épaisseur au détriment d'une augmentation du coefficient de réflexion à l'interface lentille et milieu ambiant. La disposition des éléments d'une antenne lentille est présentée sur la Figure 26.

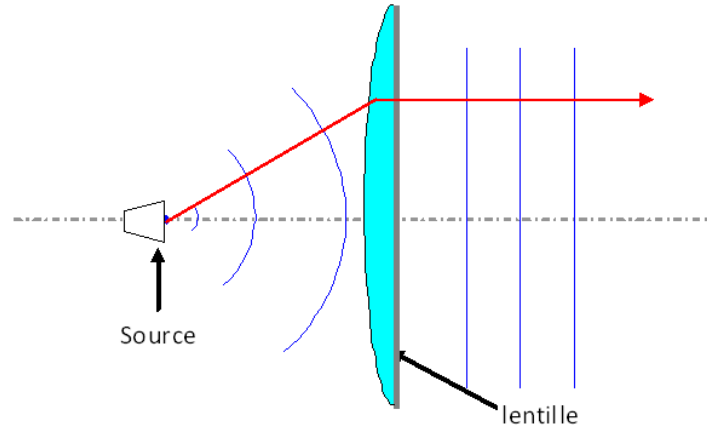


Figure 26 : Antenne lentille diélectrique.

Contrairement aux réflecteurs paraboliques, la lentille bénéficie d'une illumination directe ne souffrant pas d'un masquage de source. Elle présente aussi une très bonne tolérance aux erreurs ou petites irrégularités de surfaces contrairement au réflecteur parabolique. Ceci permet l'emploi de technologies de fabrication à bas coût tel que le moulage. Elle permet de conserver la configuration de polarisation de l'onde incidente la rendant apte à un fonctionnement en polarisation linéaire ou circulaire. Elle dispose tout comme le réflecteur parabolique de très bonnes propriétés de directivité permettant d'atteindre un gain élevé supérieur à 30 dBi, avec un fonctionnement large bande ne dépendant que des caractéristiques de la source radiofréquence. Elle a très largement été utilisée dans le domaine optique, mais dans le domaine des fréquences radio elle présente un encombrement et un poids important préjudiciable pour les applications embarquées. En outre, l'épaisseur de la lentille augmente à mesure que la distance focale diminue [62], ce qui est une forte limitation pour des applications où l'objectif de compacité est prioritaire.

Pour réduire les dimensions de la lentille, on peut utiliser des structures diffractives de type lentille de Fresnel. Ces dernières ont été proposées la première fois par Fresnel, alors ingénieur à la commission des phares en 1821, pour remplacer les réflecteurs métalliques des phares côtiers par des lentilles à échelon. Les lentilles de Fresnel sont constituées d'un disque central et une série d'anneaux concentrique jouant le rôle de prisme afin de focaliser les rayons

d'une source tout en réduisant l'épaisseur de la lentille. Cette réduction des dimensions permet d'alléger le poids de la lentille et de réduire les pertes diélectriques dans l'épaisseur de la lentille. Cependant, ceci se fait au détriment de la largeur de bande de la lentille. La condition d'accord de phase n'est théoriquement réalisée que pour une longueur d'onde. Malgré cela, la bande passante d'une lentille de Fresnel reste quand même élevée (typiquement 10% à 1dB) comparée aux transmitarrays et au reflectarrays car le fonctionnement de la lentille diélectrique ne repose pas sur des phénomènes de résonance.

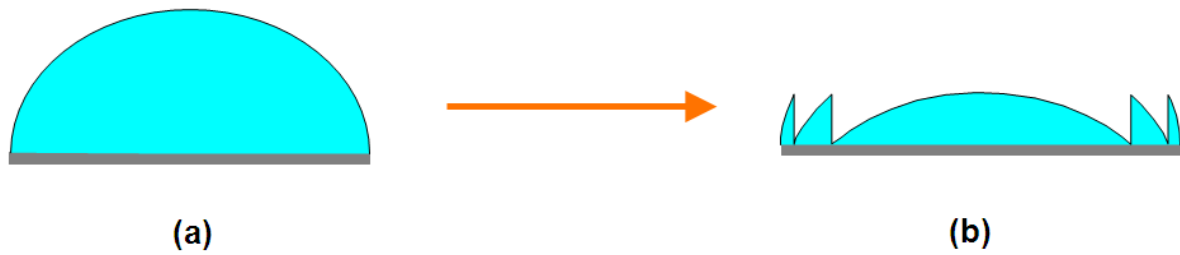


Figure 27 : De la lentille massive (a) à la lentille de Fresnel (b).

Le point important qui dégrade la performance d'une antenne lentille de Fresnel est lié aux phénomènes d'ombrages dus aux discontinuités du profil de la lentille [63]. En effet, les discontinuités du profil de réfraction sont responsables d'erreurs de phase qui dégradent les performances en gain de l'antenne tout en relevant la contribution des lobes secondaires.

En résumé, les lentilles diélectriques dans leur format zoné de Fresnel répondent à la plupart des critères requis pour une antenne installée dans un système embarqué fonctionnant aux fréquences micro-ondes : compacité, légèreté, conservation de la pureté de la polarisation et fonctionnement possible en polarisation circulaire, largeur de bande suffisante pour la plupart des applications point à point, faibles pertes d'insertion, fonctionnement en transmission donc possibilité de dépointage par une approche de type prisme de Risley. Le point limitant de cette technologie aux fréquences microondes est donc lié aux phénomènes d'ombrage en bord de zone qui dégradent les performances en gain et relèvent les lobes secondaires.

I.C. Résumé sur l'état de l'art

Différentes technologies d'antennes directives compactes utilisables dans les systèmes embarqués ont été passées en revue. Il s'avère que chaque technologie bénéficie de points forts et de points faibles qui peuvent devenir rédhibitoires en fonction des caractéristiques attendues pour l'application. Pour un cas typique recherché d'une antenne compacte de longueur L et de diamètre D (avec $L \leq 10\lambda$ et $L/D = 0,5$), à fort gain ($\text{Gain} > 30 \text{ dBi}$), à large bande passante ($B \geq 10\%$), conçu pour des fréquences supérieures à 30 GHz, et compétitive en termes de coût de fabrication, les technologies d'antenne présentées ne satisfont pas simultanément à ces différentes spécifications.

Parmi ces différentes technologies, l'antenne lentille de Fresnel est globalement celle qui répond au mieux à l'ensemble de ces caractéristiques. Cette dernière a pour principal point faible la réduction de son gain due aux phénomènes d'ombrage qui réduisent son efficacité d'ouverture. L'amélioration des performances de cette antenne lentille en réduisant ces phénomènes d'ombrage doit permettre d'obtenir une antenne appropriée pour un grand nombre d'application.

II. Diélectriques structurés sub-longueur d'onde pour applications antennaires

La revue de l'état de l'art dans le chapitre précédent a permis de percevoir les points forts et points faibles des différentes technologies employées pour les applications nécessitant des antennes compactes à fort gain. Parmi les technologies investiguées, les antennes lentilles sont celles qui remplissent au mieux l'ensemble des critères de performances, de compacité et de compétitivité en termes de coût de fabrication dans le domaine des fréquences micro-onde au-delà de 30 GHz. Les lentilles de Fresnel sont à la fois fines, bénéficient d'une largeur de bande suffisante pour la plupart des applications et sont, du point de vue technologique, faciles à concevoir. La limitation principale des lentilles de Fresnel résulte d'une baisse d'efficacité du rayonnement en raison des phénomènes d'ombrage causés par leur profil réfractif discontinu [63]. En effet, les rayons optiques arrivant dans la zone d'ombrage subissent un trajet différent des autres rayons hors zone d'ombrage, cela a pour conséquence de fortement réduire l'efficacité de la lentille de Fresnel. Cet effet est illustré sur la Figure 28.

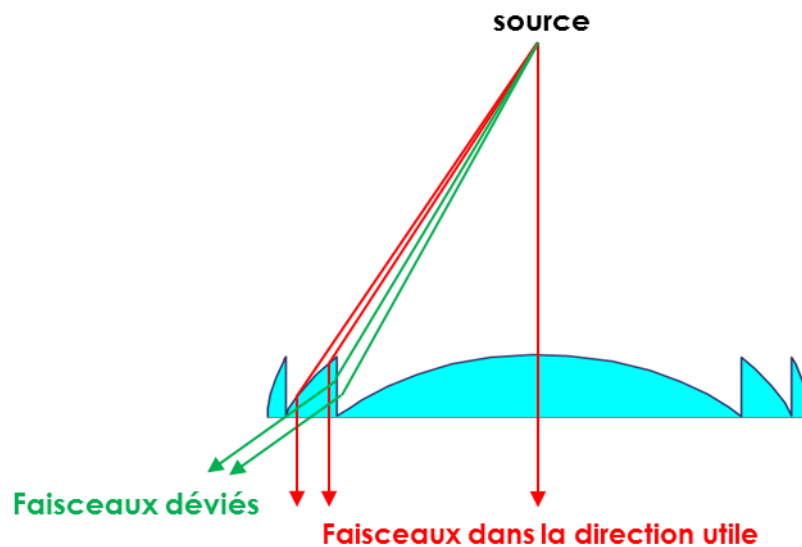


Figure 28 : Effet d'ombrage avec des rayons verts déviés de la direction utile représentée par les rayons rouges.

Une approche alternative pour améliorer l'efficacité des lentilles de Fresnel consiste à remplacer le profil réfractif discontinu de la lentille de Fresnel par un profil plat. Le degré de liberté sur la hauteur du profil auparavant utilisé pour réaliser la fonction lentille est désormais porté sur l'indice de réfraction optique local. L'utilisation d'un profil plat réduit sensiblement

les effets des phénomènes d'ombrage, améliorant ainsi l'efficacité global du composant. La Figure 29 montre l'équivalence entre les deux approches.

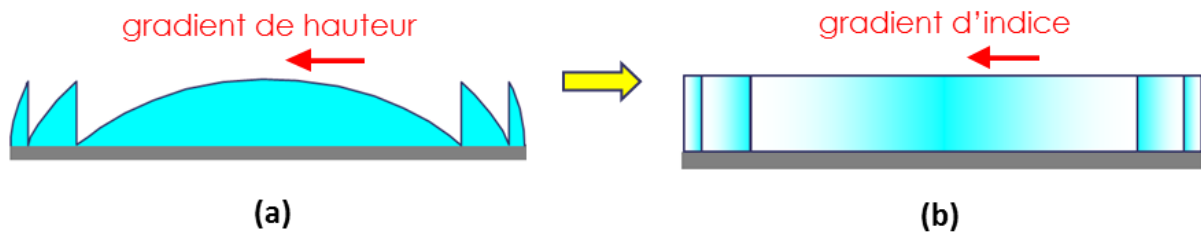


Figure 29 : (a) lentille de Fresnel diffractive classique, fine mais peu performante.
(b) lentille diffractive à gradient d'indice, approche théorique idéale.

Cependant, d'un point de vue technologique, il est très compliqué de réaliser un gradient d'indice judicieusement contrôlé. En effet la technologie de fabrication requise devrait utiliser une multitude de matériaux ayant des indices de réfraction voisins, et assemblés de façon compacte. La difficulté de réalisation résultante rendrait cette alternative de lentille à gradient d'indice inadéquate et non rentable d'un point de vue économique, ce qui lui fait perdre tout intérêt pour des applications industrielles.

Dans le cadre des travaux de cette thèse, les gradients d'indice nécessaires aux fonctions lentilles sont réalisés avec des matériaux artificiels obtenus à partir d'un unique matériau diélectrique, structuré à une échelle plus petite que la longueur d'onde de travail. L'atout de cette nouvelle approche réside dans le fait que les composants ainsi décrits sont réalisables par des technologies de fabrication à bas coût et sont donc compatibles avec les exigences économiques. Ce sont les technologies de fabrications additives, autrement appelées impression 3D, qui sont utilisées comme méthode de fabrication. Leur utilisation dans le cas présent permet d'obtenir des pièces fonctionnelles et utilisables en conditions réelles. L'utilisation conjointe d'une fabrication additive à bas coût et l'amélioration attendue des performances sont suffisantes pour justifier cette nouvelle approche. La Figure 30 illustre l'équivalence entre le composant idéal de lentille à gradient d'indice et sa version structurée.

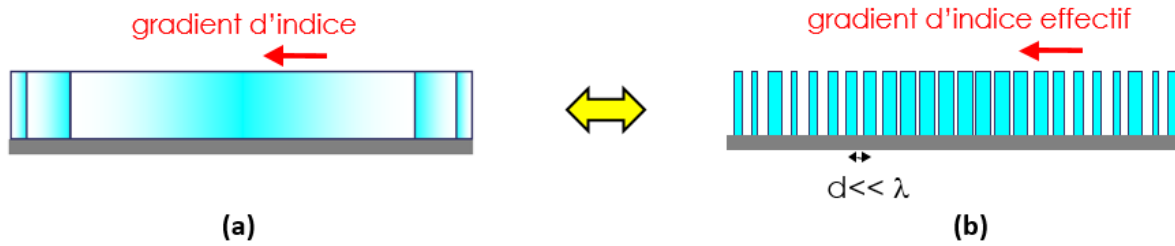


Figure 30 : (a) lentille diffractive à gradient d'indice, approche théorique idéale.
(b) Lentille diffractive sub-longueur d'onde, fine, performante et réalisable par une technologie de fabrication à bas coût.

II.A. Ingénierie d'indice à partir des diélectriques structurés

L'ingénierie d'indice de réfraction est un domaine important dont les résultats sont utilisés dans diverses applications comme la réduction des réflexions en intercalant une couche d'adaptation d'impédance entre deux milieux d'indices optiques différents. Ce procédé se retrouve naturellement dans l'œil de la mouche. En effet l'œil de la mouche comporte des corrugations agissant comme une variation progressive de l'indice de réfraction, ce qui a pour but de réduire les réflexions et de favoriser ainsi son camouflage [64]. Dans un tout autre domaine, l'ingénierie d'indice est aussi utilisée pour améliorer l'efficacité des fibres optiques. Lorsqu'un gradient d'indice est conçu au cœur de la fibre, celui-ci permet de réduire la dispersion modale des trajets optiques. Le signal transmis dans une telle fibre voyage sur de plus grandes distances avant d'être régénéré. Ceci est un avantage décisif du point de vue économique par rapport à une fibre classique à saut d'indice.

Dans le cadre de cette étude, l'ingénierie d'indice est réalisée grâce au contrôle de l'état de structuration d'un matériau diélectrique unique. De manière générale, le procédé repose sur des résultats issus de la théorie du milieu effectif. Cette théorie permet d'exprimer les propriétés effectives ou macroscopiques d'un milieu en fonction de ses propriétés locales. Pour un matériau périodique structuré fonctionnant en transmission, on admet que ce dernier est équivalent à un matériau homogène si le champ électromagnétique, après traversée de ce matériau structuré, se comporte de façon identique à celui qu'il aurait été s'il avait traversé un milieu homogène d'indice donné.

L'équivalence faite à partir de la théorie du milieu effectif n'est cependant valable que si certaines conditions sont respectées. Dans le cas d'un matériau structuré unidimensionnel tel que présenté sur la Figure 31, le domaine de propagation est constitué de 3 milieux distincts

que sont le milieu incident avec l'indice de réfraction n_1 , le milieu de sortie avec l'indice de réfraction n_2 , et le milieu structuré périodique constitué d'une alternance de 2 indices de réfraction n_{max} et n_{min} différents. Dans [5], Lalanne et Hutley y décrivent comment et sous quelles conditions on peut substituer un réseau structuré périodique par un milieu à indice effectif n_{eff} . Cette substitution n'est possible que sous trois conditions :

- 1) Il faut une absence d'ordres propagatifs diffractés autres que l'ordre 0 dans le milieu incident n_1 et dans le milieu transmis n_2 . Cela se traduit par une contrainte sur la période du réseau Λ séparant les microstructures. Cette période doit en effet vérifier l'équation (II.1) avec λ la longueur d'onde du rayonnement incident et θ_i l'angle d'incidence.

$$\frac{\Lambda}{\lambda} < \frac{1}{\max(n_1, n_2) + n_1 \sin(\theta)} \quad (II.1)$$

- 2) Il ne faut pas qu'il y ait plus d'un mode de Bloch propagatif dans le milieu périodique structuré. Cette condition est atteinte en travaillant en dessous d'une période de coupure Λ_c qui dépend de la géométrie des microstructures et de l'angle d'incidence.
- 3) Il faut une épaisseur suffisamment importante du matériau pour éviter la traversée des modes évanescents par effet tunnel [65]. Cette condition est remplie pour des épaisseurs supérieures à $\lambda/4$.

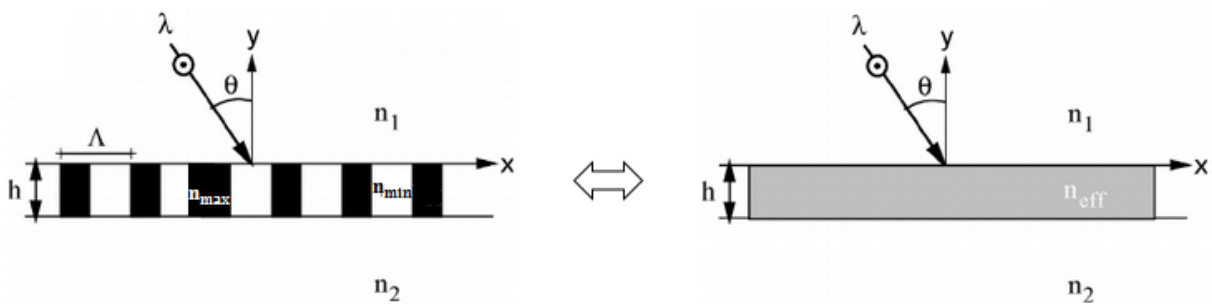


Figure 31 : Equivalence entre un milieu 1D structuré périodiquement et une couche d'indice effectif [5].

Lorsque ces conditions sont remplies, on peut alors substituer au milieu structuré périodique, un milieu à indice de réfraction effectif. La détermination de l'indice de ce milieu

repose sur des calculs effectués à partir des équations de Maxwell, qui sont à la base de l'ensemble des phénomènes de propagation des ondes électromagnétiques.

Lorsque l'onde incidente qui illumine le matériau structuré présente une longueur d'onde beaucoup plus grande que la période de répétition des structures ($\Lambda \ll \lambda$), il s'agit d'un régime de propagation particulier appelé dans la littérature limite statique. L'expression analytique de la valeur des indices effectifs dans ce régime a été traitée par Rytov [66] en résolvant les équations transcendantes dans le milieu périodique, obtenues à partir de la condition de continuité des champs tangentiels aux interfaces du milieu structuré. Les indices effectifs obtenus dépendent de la polarisation de l'onde incidente et sont exprimables en fonction du facteur de remplissage τ_r qui représente ici la portion de matière occupée par le milieu à fort indice.

$$n_{eff_{TE}} = \sqrt{\epsilon_{eff_{TE}}} = \sqrt{\tau_r \epsilon_{max} + (1 - \tau_r) \epsilon_{min}} \quad (II.2)$$

$$n_{eff_{TM}} = \sqrt{\epsilon_{eff_{TM}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\tau_r}{\epsilon_{max}} + \frac{1 - \tau_r}{\epsilon_{min}}}} \quad (II.3)$$

Le terme TE désigne la polarisation de l'onde incidente perpendiculaire à la direction de périodisation du milieu, et TM pour la polarisation parallèle. ϵ_{max} désigne la permittivité du milieu à l'indice optique le plus élevé, et ϵ_{min} pour celui ayant le plus faible indice.

Hors de cette limite statique, il est nécessaire de résoudre rigoureusement les équations de Maxwell dans la structure afin d'extraire l'indice effectif. Cette résolution s'appuie de manière générale sur la décomposition des champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$ dans la structure en modes de Bloch associés à un développement en série de Fourier de la permittivité du milieu structuré. L'indice effectif est alors égal au rapport de la constante de propagation normalisé du mode de Bloch fondamental $n_{eff} = k_z/k_0$, avec k_0 qui désigne la constante de propagation dans le vide. n_{eff} est calculé en résolvant un problème aux valeurs propres présenté dans [67]. Moyennant quelques manipulations mathématiques, on peut exprimer l'indice effectif de la couche structurée en fonction du rapport de la période du réseau sur la longueur d'onde Λ/λ . Une limitation de cette expression à l'ordre 0 correspond de l'indice effectif dans la limite statique.

$$n_{eff} = n_0 + n_1 \left(\frac{\Lambda}{\lambda} \right) + n_2 \left(\frac{\Lambda}{\lambda} \right)^2 + \dots \quad (II.4)$$

L'expression de l'indice effectif jusqu'à l'ordre 2 et 4 respectivement pour les polarisations TM et TE [68] a été développé dans la littérature et présente une bonne correspondance avec les résultats issus de simulations rigoureuses.

Pour les structures périodiques à 2 dimensions telles que présentées sur la Figure 32, il n'existe pas d'expression analytique équivalente. Cependant on peut approximer l'indice effectif d'une structure 2D par l'indice obtenu en prenant la moyenne quadratique des indices selon les deux polarisations en 1D à l'ordre 0 [69]. Le facteur de remplissage τ_r est dans ce cas :

$$\tau_r = \frac{a^2}{\Lambda^2} \quad (II.5)$$

$$n_{eff_{2D}} = \left[\frac{1}{2} (n_{eff_{TE}}^2 + n_{eff_{TM}}^2) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (II.6)$$

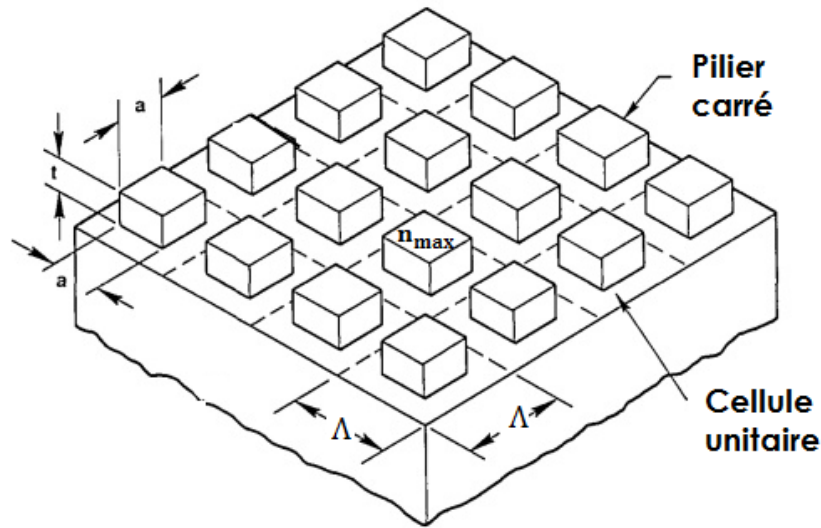


Figure 32 : Milieu structuré en 2 dimensions avec un motif pilier carré.

II.B. Problème numérique de modélisation

Dans la suite, l'équivalence entre l'état de structuration d'un matériau diélectrique en 2 dimensions et le matériau à indice optique effectif associé est utilisée pour réaliser des fonctions antennaires. Le but est d'agir progressivement sur le contrôle du retard du champ à la traversée du milieu structuré, ceci afin de modifier progressivement la direction de l'onde incidente, ce qui est nécessaire pour toute opération de déflexion et de focalisation d'une onde. Ainsi les structures ne sont plus périodiques, mais modulées en remplissage. Il en résulte qu'aucune condition de périodicité ne peut être utilisée pour restreindre le nombre de modes pouvant se propager dans la structure. Le calcul de la propagation du champ électromagnétique dans le milieu structuré nécessite alors un calcul numérique exact. On est ainsi confronté à un problème nouveau concernant la rapidité à effectuer le calcul de propagation. La rapidité à simuler la propagation du champ est recherchée dans la phase d'étude, mais elle est surtout incontournable dans la phase d'optimisation où le temps de calcul détermine la pertinence de l'outil d'optimisation. Ce problème de rapidité est principalement dû à la nature multi-échelle de ce type de structures lorsqu'elles sont insérées au sein d'un dispositif de grande taille par rapport à la longueur d'onde.

Un exemple de problème numérique typique à résoudre est celui de la propagation d'une onde électromagnétique dans un domaine contenant un composant diélectrique structuré sub-longueur d'onde. Les critères de résolution de ce problème sont en priorité la rapidité à calculer le champ après traversée de la structure associée à une cohérence vis-à-vis du résultat restitué par la mesure. La Figure 33 présente la constitution typique du domaine de calcul.

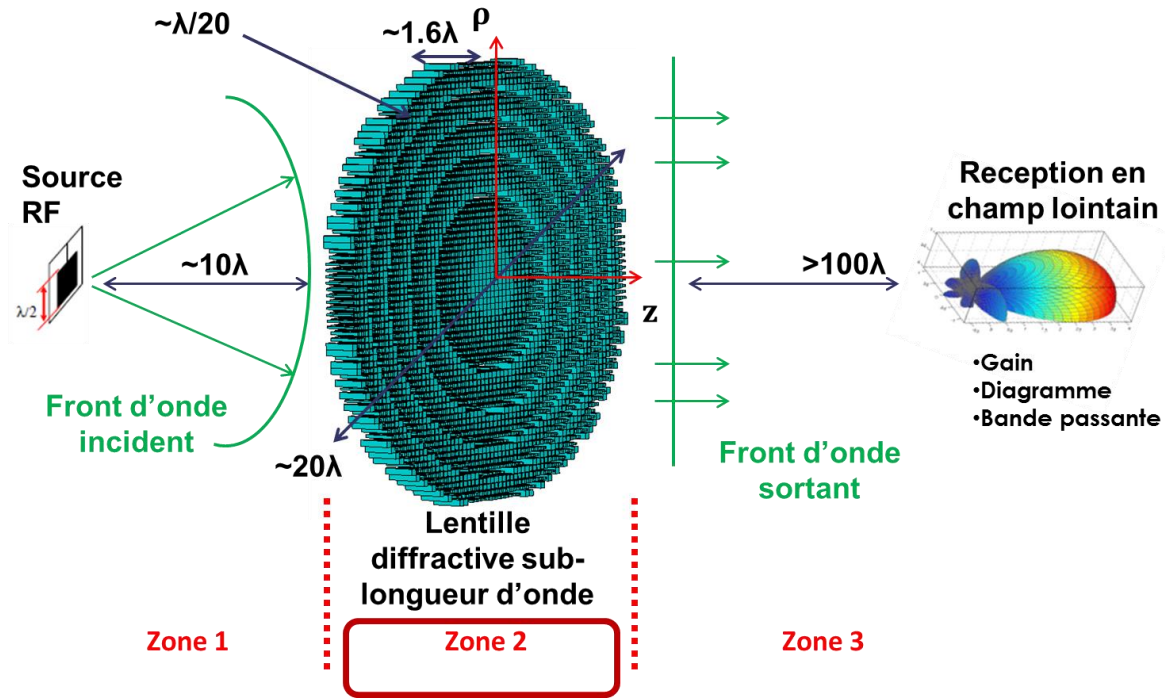


Figure 33 : Description du domaine multi-échelle de propagation du champ électromagnétique.

Le domaine en question est celui défini par la zone de calcul d'une antenne dont les performances sont à évaluer dans le domaine du champ lointain. Ce domaine contient une source d'onde radiofréquence assimilable à une source d'onde sphérique. Une lentille constituée d'éléments structurés est placée à une dizaine de longueurs d'onde de cette source avec pour but de transformer l'onde quasi-sphérique incidente en une onde plane dans la direction de rayonnement de l'antenne. Les performances de l'antenne à évaluer sont le gain d'antenne, son diagramme de rayonnement ainsi que son comportement dans la bande de fonctionnement. L'évaluation des performances de l'antenne nécessite de résoudre les équations de Maxwell dans un domaine multi-échelle de grande taille par rapport à la longueur d'onde. Le domaine en question occupe un volume approché de $V = (20\lambda)^3$. La plus grande échelle est celle du diamètre du composant typiquement 20λ , alors que la plus petite dimension est celle de la taille de la plus petite des microstructures typiquement $\lambda/20$. Le pas de périodisation permettant de fixer la position d'une structure est de l'ordre de $\lambda/3,3$, ainsi le nombre de microstructures dans l'ouverture de la lentille est supérieur à 5000. Une observation attentive permet de décomposer ce domaine de propagation en 3 sous domaines :

1. Le premier sous domaine, dit zone 1, est compris entre la source de rayonnement RF et le plan incident de l'élément structuré.
2. Le second sous domaine, dit zone 2, est compris entre la face incidente et sortante de l'élément structuré, il correspond ainsi à la zone structurée.
3. Le dernier sous domaine, ou zone 3, s'étend de la face de sortie de l'élément structuré à la zone de champ lointain.

On peut remarquer que les zones 1 et 3 sont des milieux de propagation homogènes constitués de l'air ambiant. A cet effet, plusieurs techniques de propagation d'un champ électromagnétique dans ce type de milieu existent, c'est notamment le cas des méthodes intégrales reposant sur des fonctions de Green, ou toute autre technique surfacique. Ces deux milieux ne posent donc pas de problème fondamental de modélisation.

En revanche, la zone 2 en plus d'être multi-échelle ne présente qu'une périodicité en rotation d'ordre 4 utilisable pour réduire la complexité de la propagation dans ce domaine. Des méthodes de calcul spécifiques sont donc nécessaires pour obtenir des résultats en des temps raisonnables.

II.C. Techniques numériques de modélisation pour les milieux structurés

Le but d'une technique numérique de modélisation est de résoudre les équations gouvernant un problème donné. Pour les problèmes d'électromagnétisme, les équations à résoudre sont les équations de Maxwell qui établissent le lien entre le champ électromagnétique et les paramètres électriques du milieu :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = \rho \quad (\text{II.7})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.8})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.9})$$

$$\vec{\nabla} \wedge (\mu \vec{B}) = \vec{j} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II.10})$$

Les termes $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont respectivement les champs vectoriels électrique et l'induction magnétique qui sont les composantes du champ électromagnétique. ρ désigne la densité de charges électriques et $\vec{j}$ la densité de courant électrique produit par un déplacement de charges

électriques. Les termes μ et ε désignent respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité électrique du milieu.

Plusieurs techniques numériques de calcul ont déjà été utilisées pour résoudre la propagation du champ électromagnétique dans un milieu structuré. Parmi celles-ci, il y a la famille des techniques modales, dont l'une très utilisée est la RCWA⁷ [70]. Ces méthodes s'utilisent principalement sur des structures diélectriques périodiques. A partir des paramètres de périodicité, le domaine d'étude ainsi que les champs électriques et magnétiques sont décomposés en une somme d'harmoniques spatiales en accord avec le théorème de Floquet [71]. Le domaine des solutions est ainsi restreint à l'étude des modes propres de la structure et au transfert d'énergie entre ces différents modes. Ces techniques ont l'avantage d'être rapides et de restituer des résultats dont l'interprétation en termes de phénomène physique est facile. Cependant, ces méthodes modales ne sont pas adaptées aux structures non périodiques.

Lorsque les conditions de périodicité sont absentes, on a recours à des techniques rigoureuses reposant sur une discrétisation spatiale du milieu d'étude. Ces techniques s'appliquent ainsi dans un domaine maillé constituant une modélisation géométrique complète des éléments du domaine d'étude.

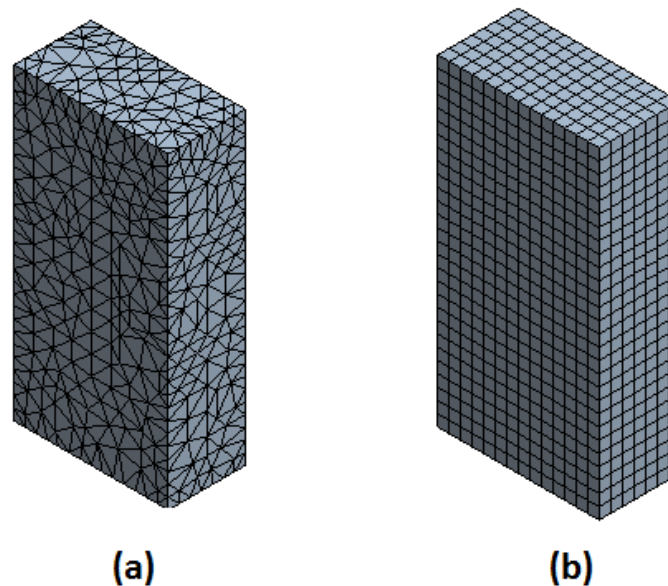


Figure 34 : (a) Maille tétraédrique et (b) maille hexaédrique [72].

⁷ Rigorous Coupled-Wave Analysis.

Parmi ces techniques, on a la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD⁸) qui est basée sur l'algorithme de YEE [73]. Cette méthode repose sur une approximation des opérateurs différentiels à partir d'un schéma explicite, c'est-à-dire une suite d'exécutions de calculs dans laquelle il n'est nullement besoin d'inverser une matrice. Le caractère explicite du schéma est rendu possible grâce à un double maillage entrelacé spatialement et temporellement, dont l'un contient le champ électrique et l'autre le champ magnétique. Le maillage spatio-temporel associé est uniforme. On remarque sur la Figure 35 l'entrelacement des mailles. A partir d'une source d'excitation imposée, le calcul du champ dans le domaine de propagation se fait de manière successive.

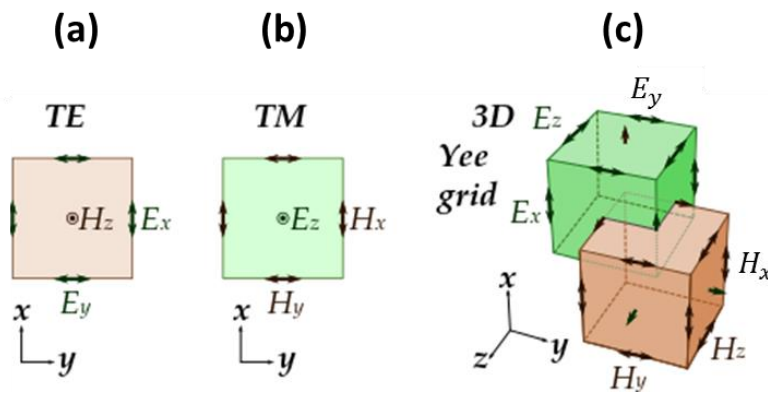


Figure 35 : (a) maille TE, (b) maille TM, (c) entrelacement des mailles [72].

L'atout principal de la technique à différences finies vient de sa simplicité d'implémentation, ce qui en fait l'une des techniques les plus utilisées dans le domaine académique en tant qu'introduction aux techniques de modélisation. Mais comme toute technique de modélisation, elle a ses faiblesses dont celle de la dispersion numérique. Cette dispersion numérique est intimement liée à la procédure numérique qui transforme un espace-temps continu en un espace-temps discret. Elle entraîne des erreurs de phase dépendant de la fréquence, et par conséquent une variation de la vitesse de phase de l'onde en fonction de la fréquence. Dans un domaine à 2 ou 3 dimensions, cette dispersion est en plus dépendante de la direction de propagation par rapport aux axes du maillage. Cette forme de dispersion est illustrée sur la Figure 36. On remarque sur cette figure une manifestation de la dispersion à

⁸ Finite Difference Time Domain.

traverse une déformation de l'onde sphérique lors de sa propagation pour les valeurs de $\Delta/\lambda > 0,1$, où Δ est le pas du maillage spatial.

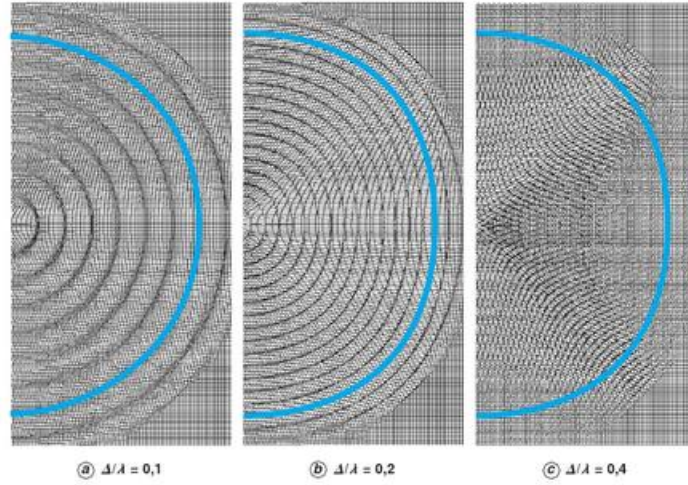


Figure 36 : Effets de la finesse de maillage sur la dispersion numérique.

Ainsi, pour limiter les effets de la dispersion, une finesse de maillage Δ inférieure au dixième de la longueur d'onde la plus courte du signal se propageant est nécessaire. Dans le cas des matériaux structurés, la taille minimale de la plus petite structure est de l'ordre de $\lambda/20$. Dans ces conditions, un maillage à une échelle au moins deux fois plus petite est nécessaire, c'est à dire $\lambda/40$. On peut très grossièrement estimer le nombre de maille au premier ordre nécessaire pour modéliser un domaine de calcul ayant un volume de $(20\lambda)^3$. Une simple application numérique donne :

$$\text{Nombre de maille} = (20\lambda)^3 / (\lambda/40)^3 = 512\,000\,000 \text{ mailles.}$$

Le traitement d'un tel nombre de mailles associé au stockage des 6 composantes du champ électromagnétique nécessite une grande quantité de mémoire vive de plusieurs giga-octets. Cependant les points faibles de cette méthode de calcul ne concernent pas seulement la quantité de mémoire, mais aussi le temps d'exécution du code. En effet, la condition de stabilité du schéma de la FDTD est exprimée par la condition CFL [74]. Cette condition fixe le pas de discrétisation temporel maximal Δt possible en fonction des pas spatiaux Δx , Δy et Δz .

$$c\Delta t \leq \sqrt{(\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2)} \quad (\text{II.11})$$

avec c la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu. L'association de ces deux conditions sur la discrétisation spatiale et temporelle entraîne une augmentation considérable du temps de

calcul dans les milieux multi-échelles tel que celui des matériaux structurés. A titre d'exemple, on a réalisé une simulation de la propagation du champ électromagnétique dans un milieu structuré de type lentille en utilisant le *solveur temporel* du logiciel de simulation CST Microwave Studio. Ce dernier est basé sur une technique aux intégrales finies appelée FIT⁹ dont le fonctionnement repose sur le même type de mailles entrelacées que la FDTD classique. Cette simulation a pris 6h30 et requis 24 Go de mémoire vive. Elle s'est déroulée sur une machine de calcul disposant du processeur Intel Xeon E5.1660, de 6 cœurs de calcul physiques, de 64 Go de mémoire vive et cadencée à une fréquence d'horloge de 3,3 GHz. Ce temps de calcul élevé constitue une sévère limitation pour l'ingénieur dans la phase de conception et d'optimisations.

Une autre technique de calcul largement utilisée pour la propagation d'un champ électromagnétique est la méthode des éléments finis [75]. Elle est née dans les années 40 et fut en premier appliquée au domaine de la mécanique, mais elle ne prit son essor que dans les années 60 avec l'arrivée du calcul numérique sur ordinateur. La résolution des équations de Maxwell par la méthode des éléments finis repose aussi sur un maillage de l'espace. Cependant contrairement à la FDTD, ce maillage peut ne pas être régulier ni uniforme. Les différents éléments du maillage sont appelés les éléments finis. L'équation de propagation obtenue à partir des équations de Maxwell est réécrite sous une forme variationnelle qui permet de réduire l'ordre des dérivées spatiales et de présenter le calcul sous une forme intégrale. Cette nouvelle forme est alors discrétisée sur chaque élément fini et le tout assemblé pour aboutir à un système d'équations linéaires que l'on peut résoudre par une inversion matricielle. Ceci ne peut se faire que par ordinateur pour des problèmes de tailles importantes.

Dans le cas des milieux structurés multi-échelles, le problème principal vient de l'étape d'inversion matricielle. C'est là que les ressources de calcul du processeur sont décisives. A titre de comparaison avec la méthode FDTD, une simulation similaire a été faite en utilisant le *solveur fréquentiel* du logiciel de simulation HFSS de ANSYS basé sur la méthode des éléments finis. La non restitution des résultats au bout d'une journée de simulation a conduit à éliminer ce type de méthodes comme moyen pour la résolution rapide du champ dans le matériau structuré de grande taille.

⁹ Finite integration technique.

Pour calculer le champ en sortie du composant structuré avec un temps de calcul limité, de l'ordre de la minute, un modèle où des approximations sont possibles est nécessaire. La proximité des dispositifs étudiés (antenne lentille) avec les dispositifs optiques permet d'explorer une méthode de calcul basée sur l'utilisation des chemins optiques.

L'utilisation des chemins optiques est liée au calcul de la différence de phase d'une onde entre 2 points de l'espace. L'évolution de l'onde entre ces 2 points est ainsi caractérisée par le ou les chemins optiques entre ces deux points. Dans l'approximation de l'optique géométrique, approximation correspondant aux courtes longueurs d'onde, seul un chemin unique est à prendre en compte entre les deux points, cet unique chemin obéit alors au principe de Fermat qui n'est autre qu'un équivalent du principe de moindre action gouvernant l'optique géométrique. Il stipule que le chemin emprunté entre deux points P_1 et P_2 de l'espace est celui minimisant le temps de parcours entre ces deux points.

Lorsque l'approximation des courtes longueurs d'ondes n'est plus valable, c'est alors une multitude de chemins qui sont pris en compte entre les deux points. Ces chemins interfèrent et restituent l'amplitude et la phase du champ partant du point P_1 vers le point P_2 . La prise en compte de cette multitude de chemins se traduit dans le principe de Huygens généralisé par Feynman à travers les intégrales de chemins [76]. Dans ces travaux, Feynman a démontré que le principe de Fermat est une limite de celui d'Huygens [77] tout comme la mécanique newtonienne classique (un seul trajet) est une limite de la mécanique quantique probabiliste (plusieurs trajets possibles).

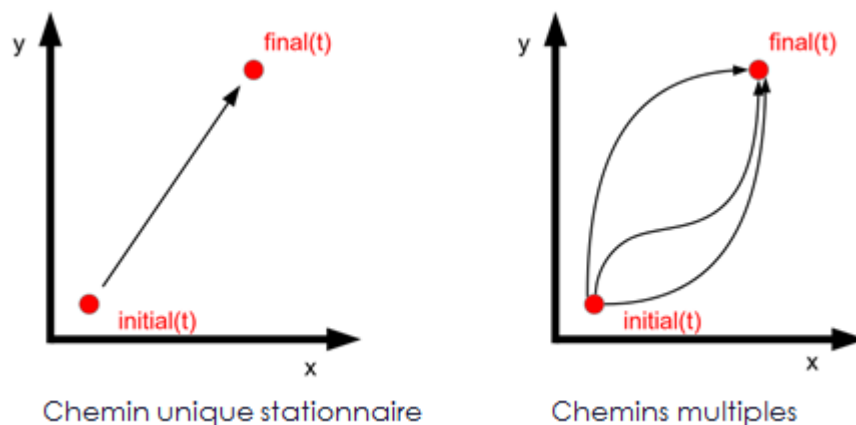


Figure 37 : Chemins optiques possibles entre 2 points : (a) régime des courtes longueurs d'ondes, (b) grandes longueurs d'onde [78].

Dans ce formalisme, il n'est pas nécessaire de connaître les états intermédiaires entre l'état initial et final. Le nombre d'inconnues à déterminer devient proportionnel à la surface de calcul du composant pour une discrétisation donnée, soit une complexité surfacique à la place d'une complexité volumique rencontrée pour les techniques à maillage volumique.

Le problème de propagation dans le milieu structuré analysé sous ce nouveau regard est formulé de la façon suivante : pour une perturbation électromagnétique sur la surface entrante du composant structuré, quelle est la conséquence en sortie de composant ? La connaissance du ou des chemins reliant l'état en entrée à celui en sortie permet de traiter rapidement le problème.

II.D. Elaboration d'un modèle numérique simplifié

Pour l'élaboration du modèle numérique de simulation, la démarche adoptée est de décomposer le problème en 2 étapes :

1. la modélisation du domaine de calcul
2. et la mise au point d'une technique de calcul adéquate.

Dans toute la suite de ce processus d'élaboration d'un modèle numérique, le substrat diélectrique utilisé pour la structuration reste le même. Il s'agit d'un matériau de faible permittivité relative valant 2,6 et ayant une tangente de perte de 0,006.

II.D.1. Modélisation du domaine de calcul

L'objectif est de mettre en place une description numérique simplifiée du composant structuré avec le moins d'informations possibles tout en conservant les caractéristiques nécessaires au calcul de propagation du champ électromagnétique entre ses deux faces. Le composant structuré présente une multitude d'échelles importantes avec un rapport d'échelle de 400 entre la plus grande dimension représentative, le diamètre, et la plus petite dimension, la taille de la plus petite microstructure (voir Figure 38).

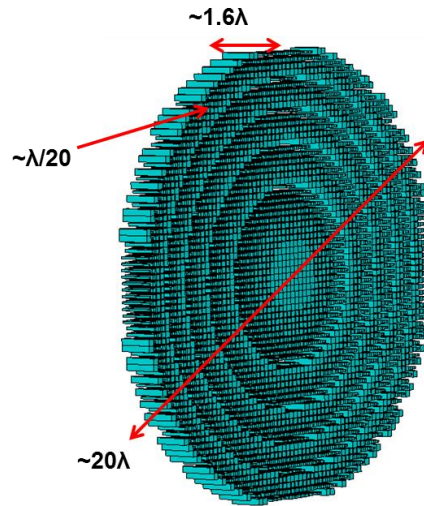


Figure 38 : Différentes échelles représentatives de la lentille.

Le milieu structuré périodique est associé à un milieu d'indice effectif dépendant du facteur de remplissage τ_r . Cet indice est calculé à partir de l'équation (II.6). Ces deux milieux étant équivalents d'un point de vue électromagnétique, il est alors possible dans un outil de calcul numérique de substituer au milieu structuré un milieu non structuré présentant l'indice optique calculé. D'un point de vu numérique, ce second milieu est beaucoup plus simple à décrire et nécessite un maillage moins dense pour une bonne prise en compte de sa géométrie. Cette équivalence est illustrée sur la Figure 39 et la loi d'équivalence entre facteur de remplissage τ_r et indice effectif n_{eff} y est tracée.

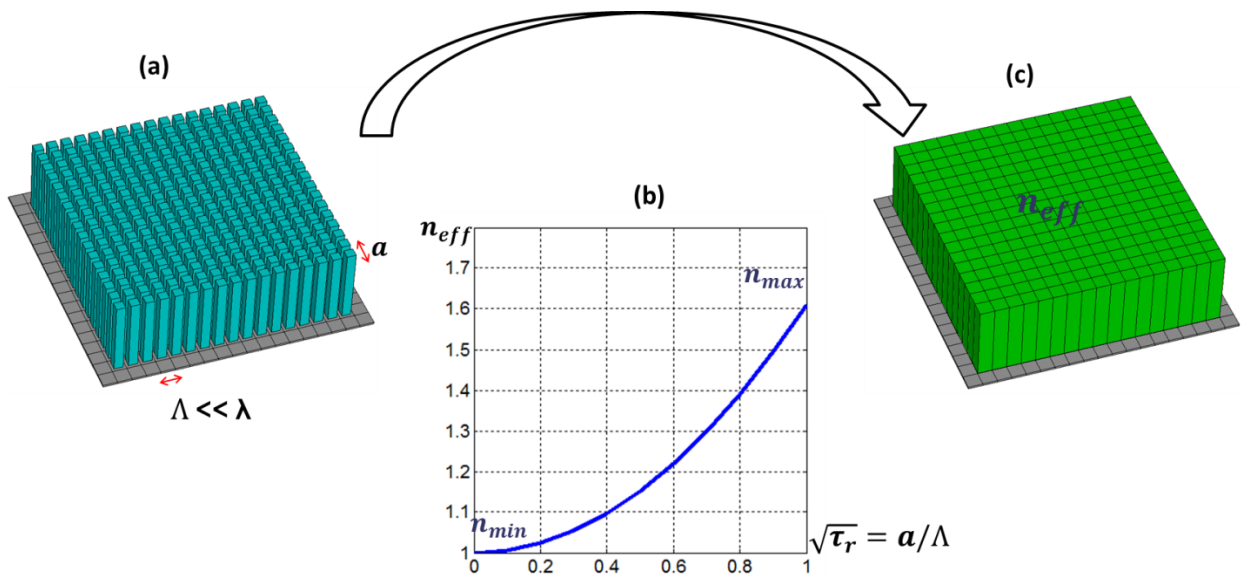


Figure 39 : Equivalence entre (a) le milieu structuré périodique et (c) le milieu à indice effectif. (b) tracée de la loi d'équivalence entre τ_r et n_{eff} .

La même démarche peut être employée pour réduire le niveau de discrétisation nécessaire à la description d'un milieu présentant un gradient de structure à taille variable. Ainsi on associe à chacune des microstructures de taille différente, une structure de taille constante mais ayant un indice optique différent. La valeur de l'indice optique d'une microstructure est calculée sur la base d'un milieu périodique ne contenant que cette microstructure. Le nouveau milieu équivalent est ainsi fait de structures de mêmes tailles ayant des indices optiques différents. La Figure 40 illustre l'équivalence entre le gradient de remplissage et le gradient d'indice.

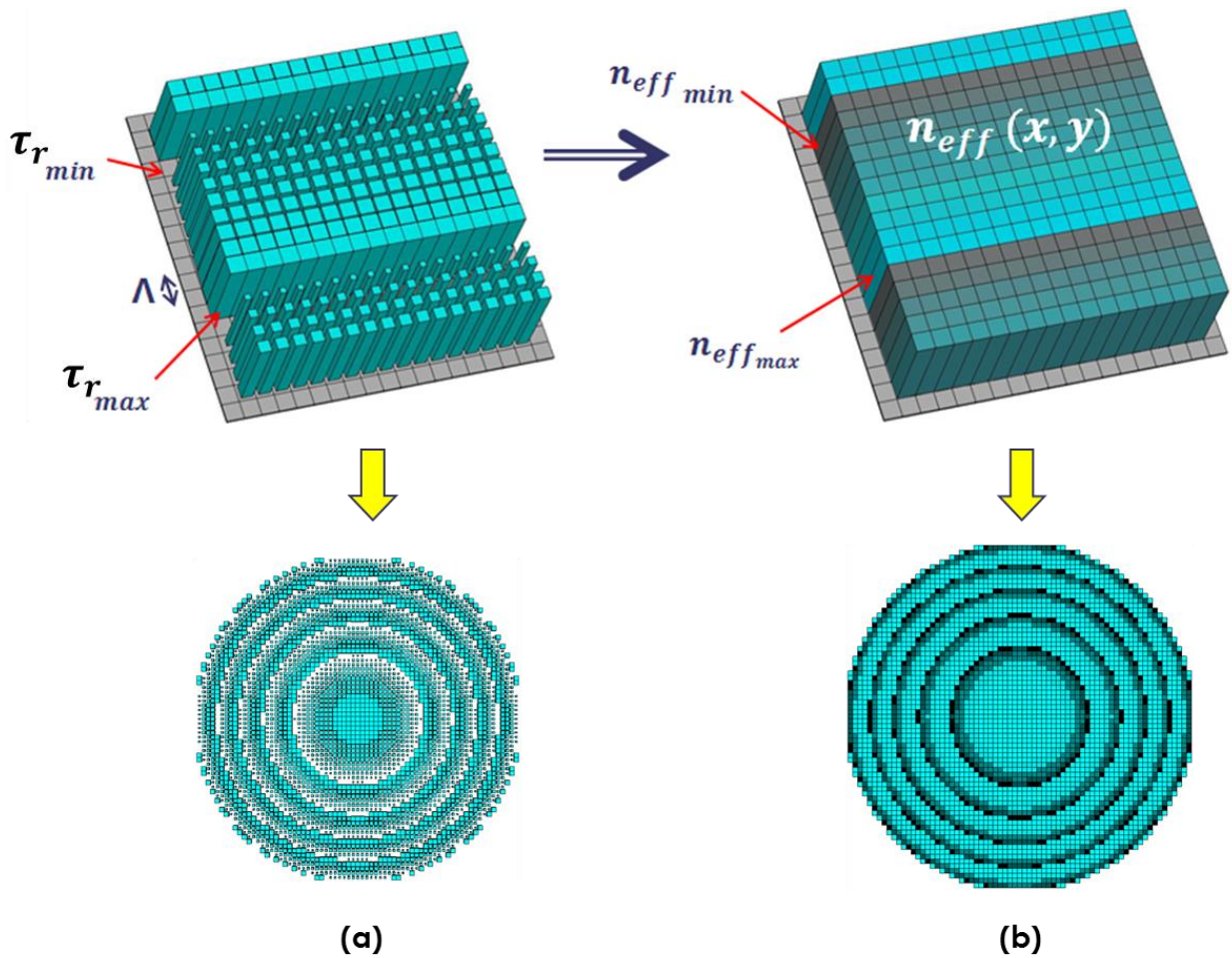


Figure 40 : Equivalence étendue entre (a) un milieu structuré localement modulé et (b) un milieu à indice effectif aussi modulé.

Pour valider le formalisme de cette approximation, on a simulé puis comparé, à l'aide du *solveur temporel* de CST Microwave Studio, les deux descriptions d'antenne lentille intégrant la version d'une lentille structurée, et celle d'une lentille à gradient d'indice. La

configuration des éléments des antennes lentilles pour cette comparaison est présentée sur la Figure 41.

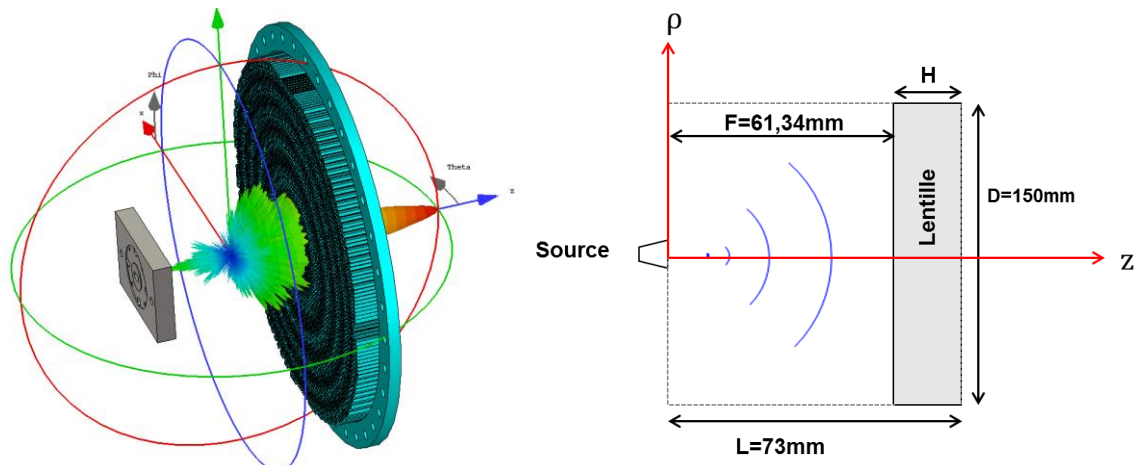


Figure 41 : Configuration test pour comparer une description avec des microstructures de tailles variables et des microstructures uniformes. $F = 61,34 \text{ mm}$, $D = 150 \text{ mm}$, $\lambda_0 = 7,14 \text{ mm}$.

Les résultats sont comparés en superposant les diagrammes de rayonnement et gains en bande respectivement sur les Figure 42 et Figure 43.

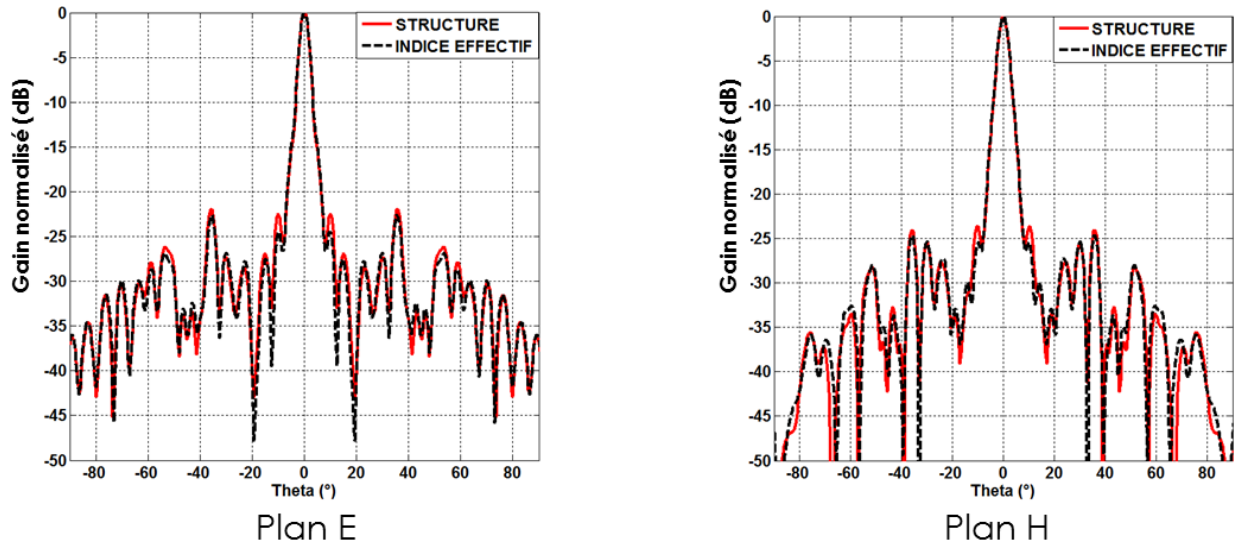


Figure 42 : diagrammes de rayonnement simulés sous CST à la fréquence nominale de 42 GHz et comparant une lentille structurée et une lentille à indice effectif.

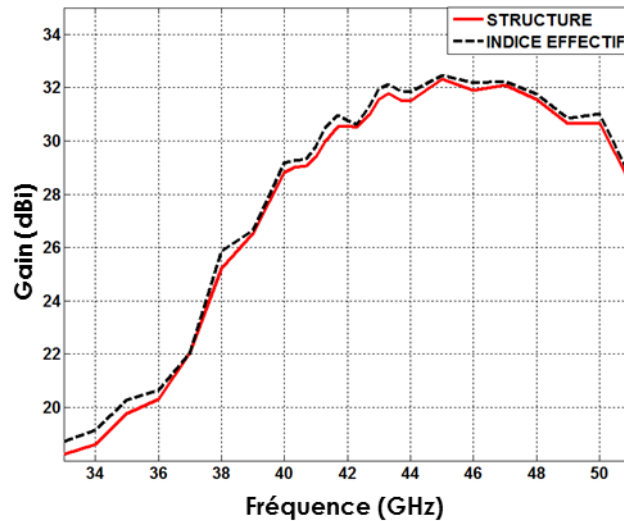


Figure 43 : Comparaison du gain en bande entre une lentille structurée et une lentille à indice effectif.

On constate autant sur le diagramme de rayonnement que sur la bande passante un résultat quasi-identique. L'écart sur les diagrammes dans les deux plans est inférieur à 0,5 dB et l'écart dans la bande est inférieur à 0,2 dB. On peut conclure que la distribution d'indices effectifs représente bien la distribution de microstructure. La différence entre les deux simulations se trouve au niveau du temps d'exécution. La simulation par le gradient prend 3 fois moins de temps qu'une simulation dans le milieu structuré (2h05 au lieu de 6h30) sur la même machine Intel Xeon utilisée tout au long de l'étude. Cette réduction du temps de calcul n'est cependant pas suffisante. Pour améliorer la rapidité de simulation, il est nécessaire d'utiliser un modèle numérique de calcul rapide adapté à ce type de structure.

II.D.2. Développement d'un outil de calcul numérique adapté

La méthode des chemins optiques a été adoptée comme moyen rapide de calcul du champ en sortie du composant structuré. La difficulté inhérente à ce type d'approche est de trouver les chemins optiques permettant de rendre compte de la dynamique du problème. Pour trouver ces chemins, une approche consistant à faire différents niveaux d'approximation de la propagation est adoptée en allant des phénomènes susceptibles de se produire les plus simples vers les plus complexes. L'utilisation de cette approche phénoménologique permet non seulement de donner du sens aux résultats, mais aussi de faciliter leur interprétation tout en identifiant les phénomènes physiques prépondérants.

Phénomènes physiques lors de la propagation dans le milieu structurée

Le champ électromagnétique se propageant de la source RF vers le milieu diélectrique structuré peut être affecté par plusieurs modifications dont la description à une échelle macroscopique est appréhendée par des notions phénoménologiques comme la transmission, la réflexion, la réfraction, la diffraction ou encore des modifications de polarisation. Selon les caractéristiques du milieu structuré, un certain nombre de phénomènes peuvent être négligés et d'autres avoir une plus grande contribution.

Afin de connaître l'ordre de grandeur des coefficients de réflexion et de transmission, on a considéré un cas limite où une onde plane (E_i, H_i), se propageant dans l'air, arrive sous une incidence arbitraire (θ_i) à la rencontre d'un milieu diélectrique présentant l'indice optique du substrat diélectrique utilisé. C'est en effet l'indice effectif maximal accessible avec la structuration. Une partie de cette onde est réfléchiée (E_r, H_r) dans le milieu incident (ϵ_1, μ_1) et l'autre transmise (E_t, H_t) dans le substrat diélectrique (ϵ_2, μ_2). Ceci est illustré sur la Figure 44.

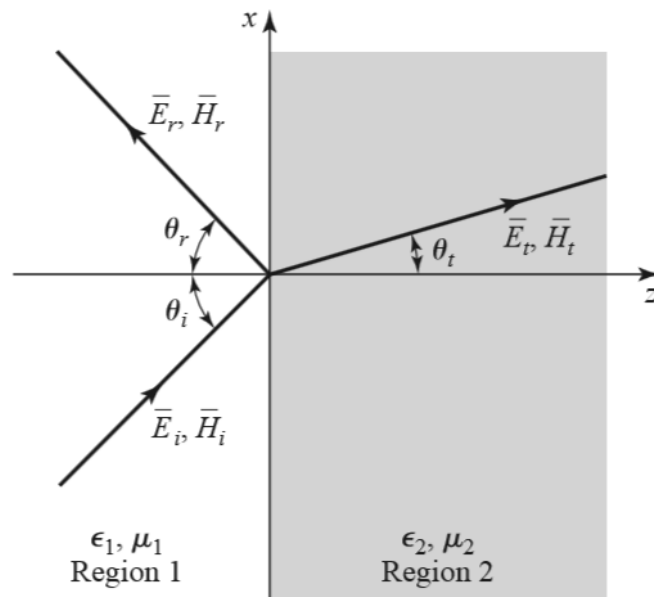


Figure 44 : Onde en incidence oblique sur un substrat diélectrique.

La continuité des champs tangentiels à l'interface conduit aux formules bien connues de Snell-Descartes gouvernant les angles de réflexion (θ_r) et de réfraction (θ_t), mais aussi aux formules de Fresnel sur les coefficients de réflexion (Γ) et de transmission (T) qui dépendent de la polarisation parallèle ($//$) ou perpendiculaire ($\perp$) de l'onde incidente :

$$\theta_i = \theta_r \quad (\text{II.12})$$

$$k_1 \sin \theta_i = k_2 \sin \theta_t \quad (\text{II.13})$$

$$\Gamma_{//} = \frac{\zeta_2 \cos \theta_t - \zeta_1 \cos \theta_i}{\zeta_2 \cos \theta_t + \zeta_1 \cos \theta_i} \quad (\text{II.14})$$

$$\Gamma_{\perp} = \frac{\zeta_2 \cos \theta_i - \zeta_1 \cos \theta_t}{\zeta_2 \cos \theta_i + \zeta_1 \cos \theta_t} \quad (\text{II.15})$$

$$T_{//} = \frac{2\zeta_2 \cos \theta_i}{\zeta_2 \cos \theta_t + \zeta_1 \cos \theta_i} \quad (\text{II.16})$$

$$T_{\perp} = \frac{2\zeta_2 \cos \theta_i}{\zeta_2 \cos \theta_i + \zeta_1 \cos \theta_t} \quad (\text{II.17})$$

k_1 et k_2 designent respectivement les constantes de propagation dans le milieu 1 et le milieu 2, avec ζ_1 et ζ_2 désignant respectivement l'impédance du milieu 1 et 2. La Figure 45 montre l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence et du type de polarisation pour un substrat diélectrique de permittivité relative 2,6.

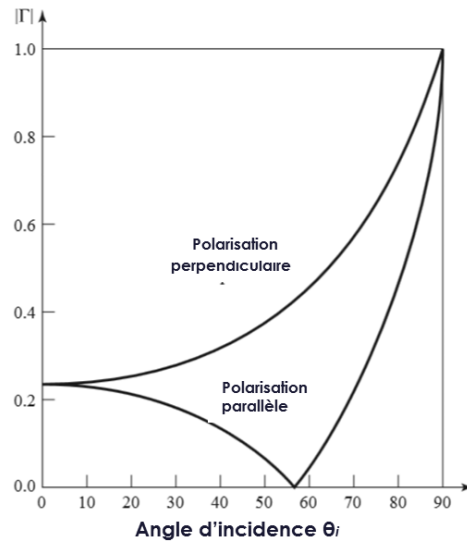


Figure 45 : Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation de l'onde incidente pour un substrat diélectrique de permittivité relative 2,6.

L'antenne lentille structurée (Figure 38) a un angle maximal d'incidence pour un rapport $L/D = 0,5$ de 45° . Pour cet angle maximal, on observe que le coefficient de réflexion en amplitude pour les deux polarisations est inférieur à 35%, soit un coefficient de réflexion en énergie de 12%. Ceci constitue une faible valeur par rapport au coefficient de transmission qui est de 88%. On a alors décidé dans une première approximation, de négliger les effets de la réflexion sur le champ transmis dans le matériau diélectrique structuré.

Les effets de la diffraction se manifestent dès qu'une variation de l'ordre de la longueur d'onde est observée sur la taille d'une ouverture. En effet l'onde incidente est absorbée par les atomes du milieu puis diffusée dans des directions différentes. Un arrangement présentant des irrégularités de l'ordre de la longueur d'onde dans le matériau est à l'origine d'un rayonnement global diffusé pour lequel les interférences sont constructives dans certaines directions et destructives ailleurs. A une échelle macroscopique, ceci donne naissance à une onde diffractée dans plusieurs directions. Les effets de la diffraction peuvent se manifester lorsque l'obstacle rencontré par l'onde affecte l'amplitude ou la phase. C'est un phénomène de grande importance dans tout composant où les variations sont à l'échelle de la longueur d'onde notamment les composants structurés. La Figure 46 illustre les effets de la diffraction d'une onde plane par 2 fentes.

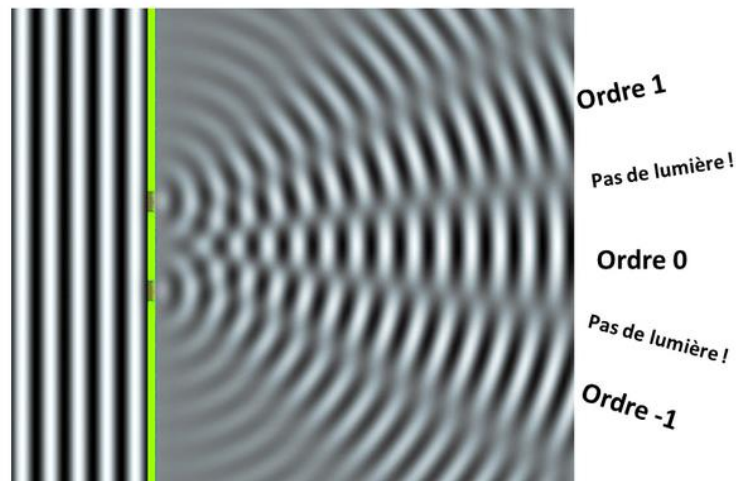


Figure 46 : Apparition du phénomène de diffraction dû aux interférences [79].

Quant aux effets impactant la polarisation de l'onde électromagnétique dans un milieu diélectrique, ils sont principalement dus à de forts contrastes d'indice optique. En effet, les réflexions totales à l'interface du diélectrique confinent l'onde à l'intérieur du diélectrique. Cette onde confinée ne se maintient que dans certains états dits modes tolérés par la structure. A ces modes sont associées des directions pour le champ électrique et magnétique, la polarisation de l'onde est ainsi modifiée en sortie du diélectrique. L'élément structuré est à base d'un diélectrique de faible permittivité avec des angles d'incidence relativement faibles, on peut donc négliger les effets entraînant une modification de la polarisation.

A partir de cette première analyse, les phénomènes de transmission, réfraction et diffraction sont retenus comme étant les plus susceptibles de se produire. Les autres (réflexion, atténuation et modification de la polarisation) sont négligés.

Démarche de modélisation et procédure de comparaison

Le modèle ondulatoire de Huygens-Fresnel classique est un modèle scalaire de chemins souvent utilisé dans le domaine optique. Ce modèle de chemins est apte à rendre compte des trois phénomènes retenus qui sont la transmission, la réfraction et la diffraction. L'utilisation de ce modèle scalaire est justifiée dans la mesure où les considérations sur la polarisation sont négligées, de même que celles sur la réflexion. L'atout principal d'une méthode scalaire est de restreindre les calculs à une variable, en l'occurrence celle de la composante du champ électrique dans la polarisation d'intérêt, à la place de plusieurs composantes qu'aurait requis une méthode vectorielle. Ce modèle est utilisé comme base de description de la propagation du champ électrique entre les deux faces de la lentille structurée.

Le principe de Huygens stipule que lorsqu'une surface est atteinte par une onde, chaque élément de cette surface se comporte comme une source secondaire d'une onde sphérique. Cette onde secondaire présente une distribution non uniforme de son amplitude en fonction de l'angle de réémission. La distribution résultante sur une surface positionnée ultérieurement est le résultat des contributions interférentielles des différentes sources élémentaires. On illustre ce principe sur la Figure 47.

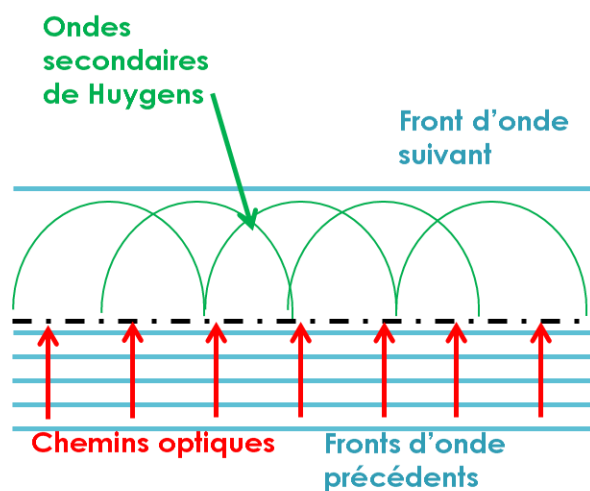


Figure 47 : Ondes secondaires d'Huygens reformant le front d'onde suivant.

Ce principe a été proposé pour la première fois par Christian Huygens en 1690 dans son traité sur la lumière [80] avant d'être mathématiquement reformulé par Fresnel en 1815 [81] par l'introduction du phénomène d'interférence et du facteur d'obliquité. Plus tard, une démonstration de ce principe à partir de l'équation d'onde fut effectuée par Kirchhoff [82] en s'appuyant sur des fonctions de Green, donnant ainsi à ce principe une base mathématique rigoureuse. D'autres expressions décrivant ce principe existent comme celle de Rayleigh-Sommerfeld. Les différentes formulations de Rayleigh-Sommerfeld et Kirchhoff ne diffèrent que sur le facteur d'obliquité qui dépend des conditions aux limites choisies [83]. Ce principe est décrit dans sa formulation par Rayleigh-Sommerfeld, par l'équation (II.18). La Figure 48 illustre son fonctionnement.

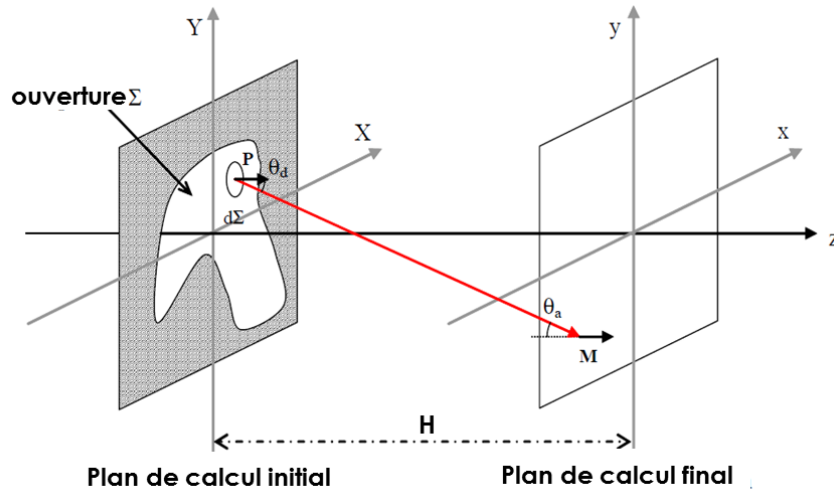


Figure 48 : Principe de Huygens-Fresnel appliqué entre 2 interfaces.

$$E_M(x, y) = \frac{1}{\lambda} \iint_{\Sigma} \left(\frac{1}{k PM} - i \right) \frac{E_p(X, Y)}{PM} \exp(i k PM) \cos \theta_d d\Sigma \quad (\text{II.18})$$

$$PM = \sqrt{H^2 + (x - X)^2 + (y - Y)^2} \quad (\text{II.19})$$

$$\cos \theta_d = \frac{H}{PM} \quad (\text{II.20})$$

avec λ la longueur d'onde du signal et $k = 2\pi/\lambda$ la constante de propagation. E_p et E_M désignent respectivement les champs électriques en un point de la surface initiale et de la surface finale de calcul en accord avec la Figure 48.

Les chemins optiques sont localement perpendiculaires aux fronts d'onde reconstitués par les ondes secondaires. Ainsi la modification du front d'onde sortant entraîne la modification

de la direction des chemins optiques associés. La démarche adoptée consiste à associer un type de chemin optique à un phénomène donné puis à vérifier la validité de cette approximation en comparant les résultats prédits à ceux d'un calcul rigoureux avec *le solveur temporel* de CST Microwave Studio.

La structure de test utilisée pour la comparaison est une antenne lentille structurée dans la configuration à $L/D = 0,5$ de la Figure 49.

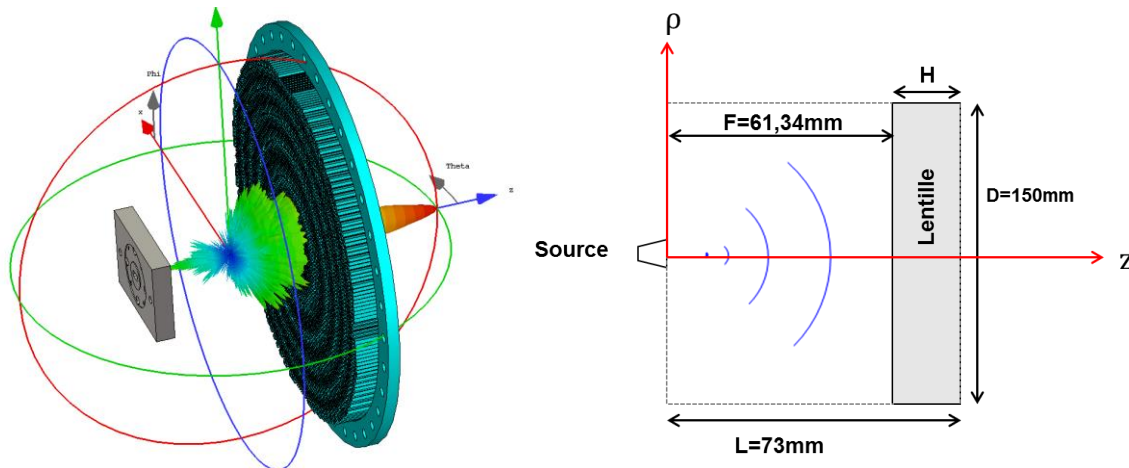


Figure 49 : Configuration test d'antenne lentille utilisée pour l'élaboration du modèle de calcul. $F = 61,34 \text{ mm}$, $D = 150 \text{ mm}$, $\lambda_0 = 7,14 \text{ mm}$.

Pour une même distribution de champ électrique en entrée de la lentille structurée, un calcul de propagation est effectué avec le modèle de calcul, puis avec CST. La distribution des champs résultants en sortie est qualitativement comparée. Les diagrammes de rayonnement dans le plan E et le plan H associées à ces deux distributions sont ensuite calculés et quantitativement comparés. Les gains en bandes sont aussi calculés et quantitativement comparés. On utilise une source cornet large bande pour illuminer la lentille. Avec CST, la source est géométriquement modélisée tandis qu'avec le modèle qu'on développe, on utilise une description analytique de la source. Le gain en bande des deux sources est montré sur la Figure 50.

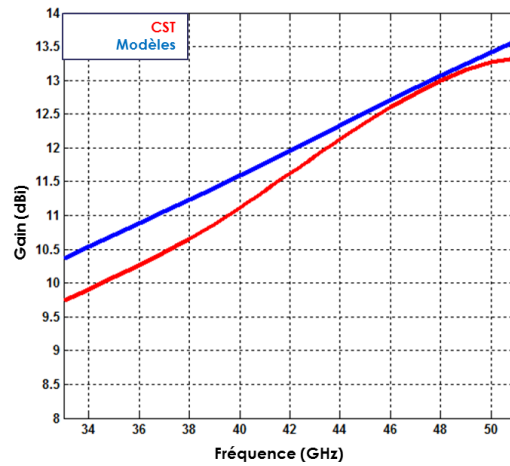


Figure 50 : Gain en bande des sources cornet utilisées.

Une seconde structure test est également utilisée pour la comparaison. Cette structure est composée d'une antenne lentille hyperbolique associée à un prisme structurée sub-longueur d'onde. Le rôle de la lentille hyperbolique est de transformer le front d'onde sphérique en provenance de la source en onde plane en sortie de lentille. Cette onde plane excite alors le prisme structuré conçu pour défléchir le faisceau à 28° à 42 GHz. La disposition des différents éléments de l'expérience numérique avec cette seconde structure test est illustrée sur Figure 51. La distribution du champ électrique excitant le prisme est présentée sur la Figure 52.

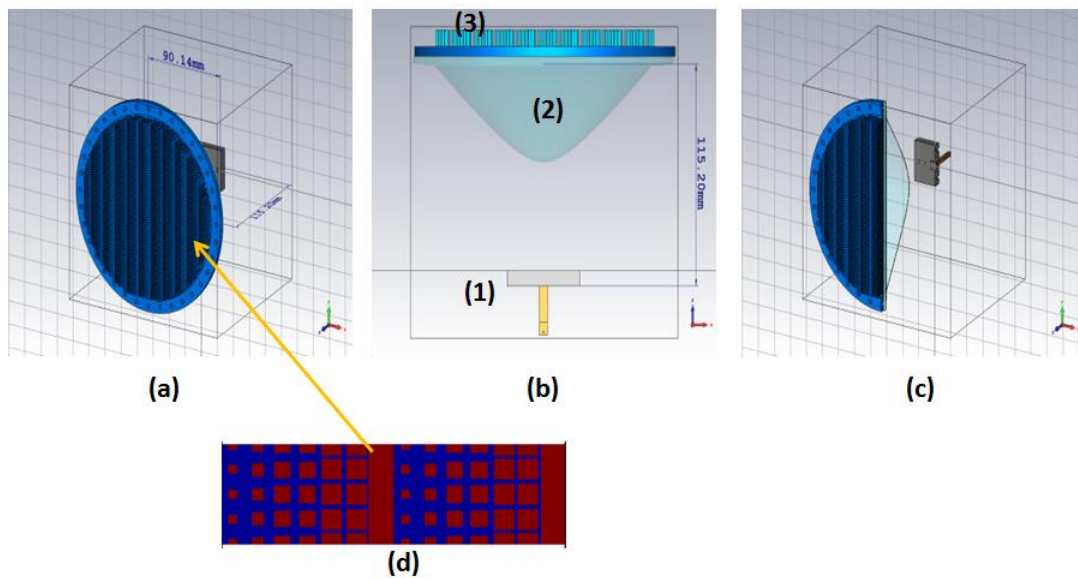


Figure 51 : Disposition des différents éléments pour la simulation du prisme sub-longueur d'onde. (a) vue de côté, (b) vue de haut, (c) vue de coupe, (d) motif périodique du prisme. Avec (1) la source cornet RF, (2) la lentille hyperbolique et (3) le prisme sub-longueur d'onde

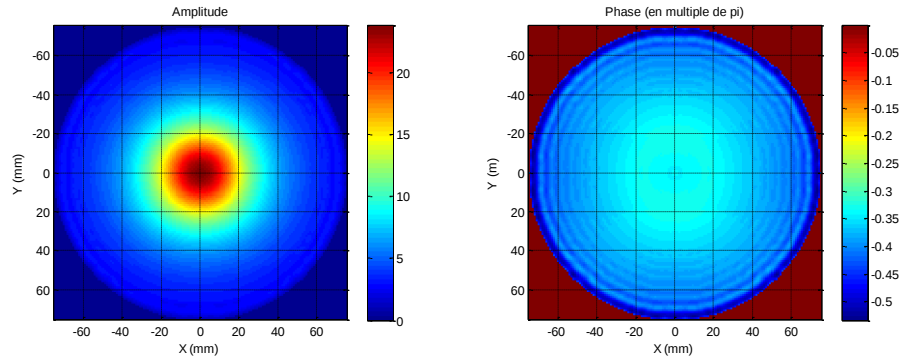


Figure 52 : Distribution du champ électrique en amplitude et phase, à la fréquence de 42 GHz, en sortie de la lentille hyperbolique, et utilisée pour exciter le prisme.

Pour ce deuxième composant test, on ne simule pas la propagation dans la lentille hyperbolique avec le modèle. Pour cela, on importe dans le modèle numérique la distribution de champ en sortie de la lentille hyperbolique calculée par CST. Cette distribution est utilisée dans le modèle développé pour exciter le prisme. La comparaison entre modèle et simulation CST est ensuite effectuée sur le diagramme de rayonnement dans le plan H, plan permettant d'observer la répartition de l'énergie dans les différents ordres de diffraction.

II.D.3. Modèle du piston de phase

Pour ce premier modèle, on ne retient que les phénomènes de transmission tout en négligeant ceux de la réfraction et de la diffraction. Négliger la réfraction revient à ne pas prendre en compte les effets de la variation de l'angle d'incidence de l'onde sur le diélectrique. Ainsi, dans ce modèle, on suppose qu'à chaque microstructure, l'onde arrive et évolue sous incidence normale. Négliger la diffraction revient à supposer que les ondes secondaires de Huygens évoluant dans la structure ne voient pas les structures voisines. Avec les approximations de ce modèle, le front d'onde résultant de ces ondes secondaires est quasi-identique au front d'onde initial à un déphasage près. En effet, tout se passe comme si la distribution incidente n'avait subi qu'un déphasage entre l'entrée et la sortie. Les chemins optiques empruntés pour le passage du front incident au front sortant sont portés par les normales au composant structuré. Ce modèle est appelé piston de phase. La Figure 53 illustre comment sont obtenus les chemins optiques de ce modèle.

Dans la pratique, on suppose que chaque microstructure agit sur l'onde comme un élément à saut de phase, avec un saut de phase dépendant de l'indice effectif de la structure.

Cette approximation de la propagation est celle faite dans des couches minces. En effet, lorsqu'une couche est considérée mince, on peut négliger les effets de la propagation dans le volume et supposer que la réponse est ponctuelle en tout endroit de la couche, ce qui est équivalent à un saut de phase local. La prise en compte de ce saut de phase se fait suivant l'équation (II.21).

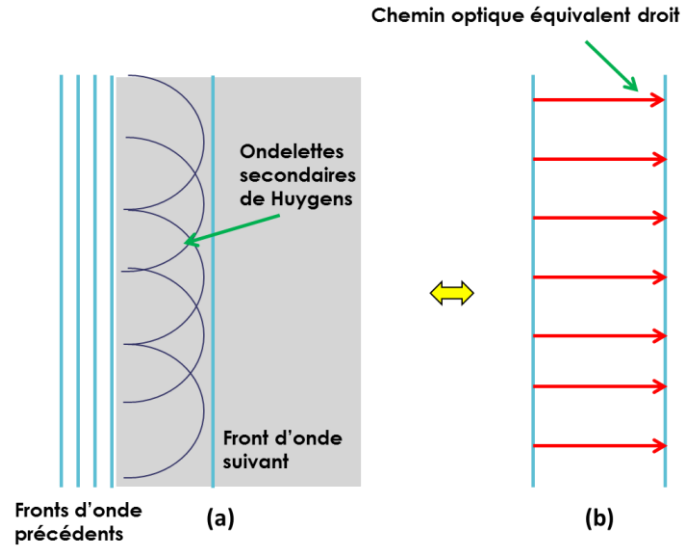


Figure 53 : (a) front d'onde approximé par (b) des chemins optiques droits.

Ce modèle est utilisé pour simuler la propagation dans la lentille structurée, les chemins optiques associés à cette simulation sont illustrés sur la Figure 54. La comparaison est faite sur la distribution du champ électrique en sortie de composant sur la Figure 55.

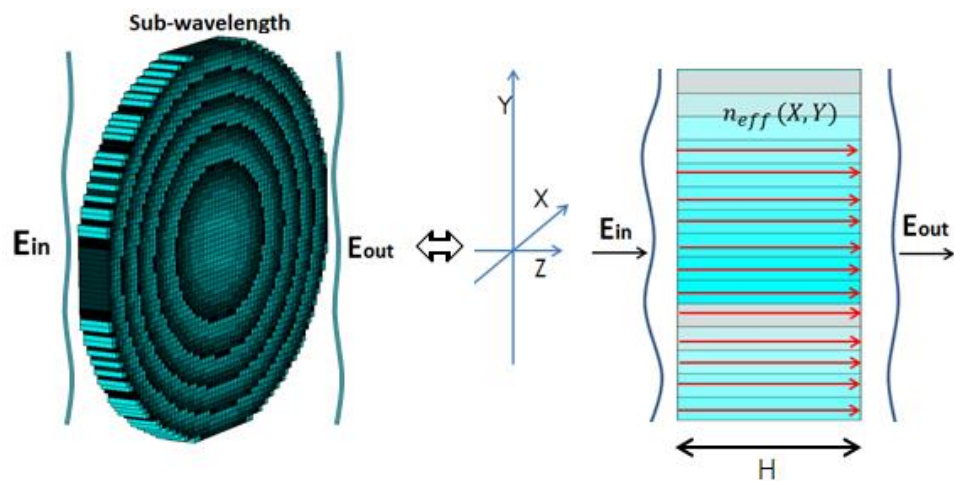


Figure 54 : Modèle du piston de phase dérivé de l'approximation des chemins optiques droits

$$E_{out}(X, Y) = E_{in}(X, Y) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} H n_{eff}(X, Y)\right) \quad (II.21)$$

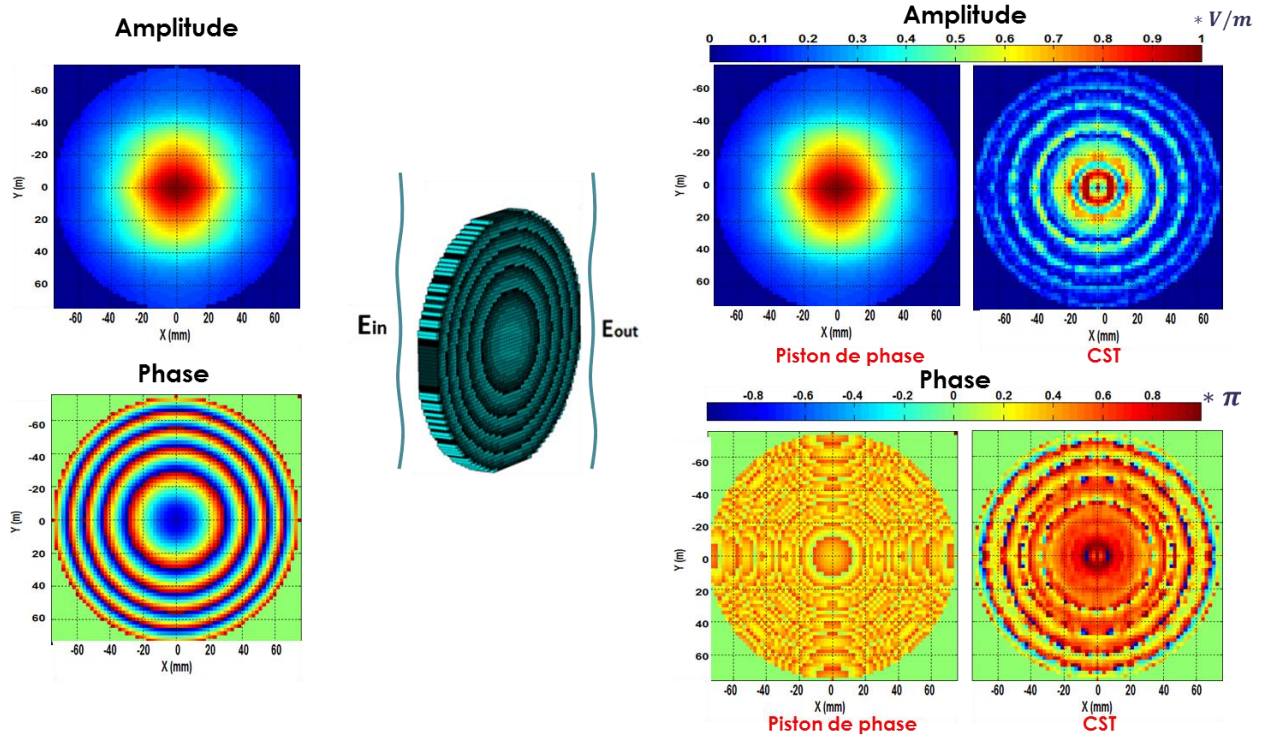


Figure 55 : Distribution du champ électrique en amplitude et phase, à la fréquence de 42 GHz en entrée (gauche), et en sortie (droite) calculé par CST et le modèle du piston de phase.

On remarque que le modèle du piston de phase restitue une distribution en amplitude identique à celle de l'entrée du composant, contrairement à ce que l'on observe pour une simulation avec CST. La distribution dans l'ouverture calculée par CST montre des zones où l'amplitude est maximale puis minimale dans les différentes zones de la lentille diffractive.

On compare sur la Figure 56 les diagrammes de rayonnement dans les deux plans E et H pour la lentille structurée et sur la Figure 57 les diagrammes de rayonnement dans le plan H pour le prisme structuré.

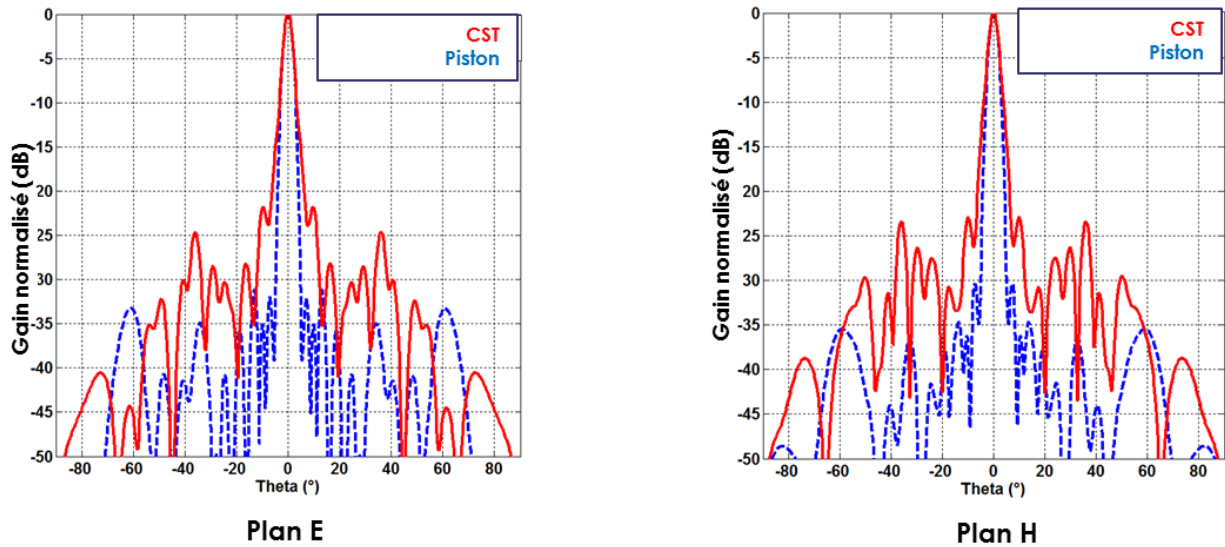


Figure 56 : Diagramme de rayonnement, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle du piston de phase (bleu).

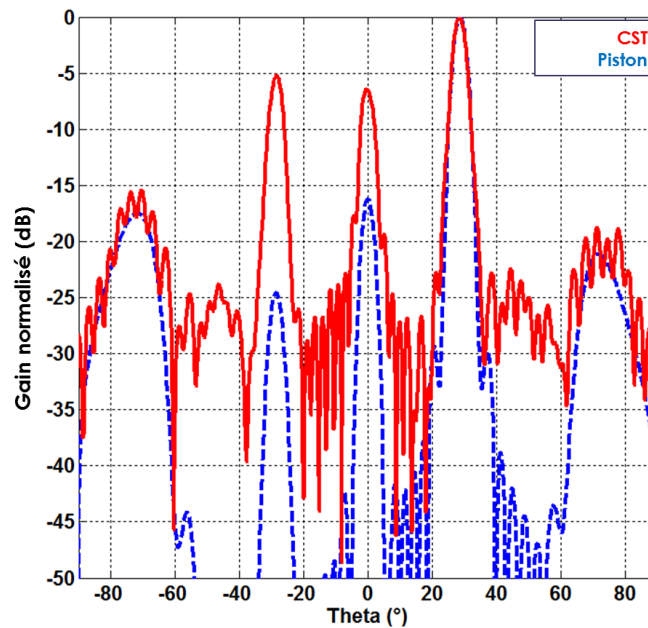


Figure 57 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle du piston de phase (bleu).

On remarque sur ces différents diagrammes que la remontée des lobes secondaires est beaucoup plus importante dans CST que sur le modèle du piston de phase avec des écarts dépassant parfois 10 dB de différence sur la lentille. La comparaison des diagrammes sur le prisme montre des écarts importants sur les lobes de réseaux du modèle par rapport à ceux de CST, cet écart atteint 20 dB sur l'un des lobes du réseau.

Sur la Figure 58, les comportements dans la bande de fonctionnement pour la lentille diffractive issus du modèle et de CST sont comparés.

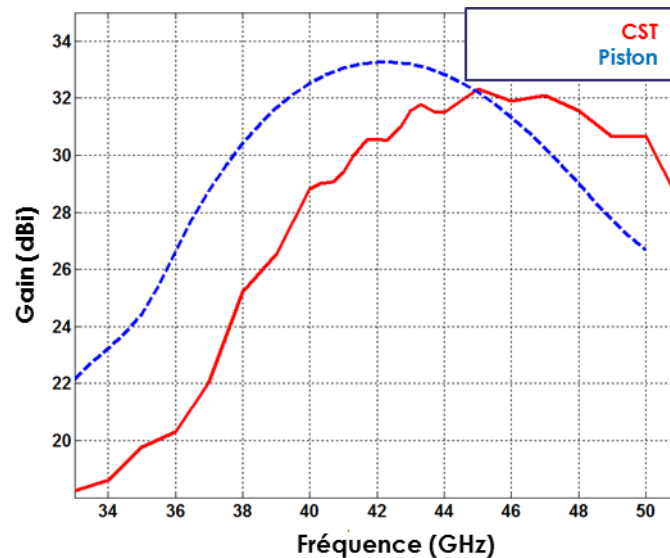


Figure 58 : Evolution du gain dans la bande de fonctionnement (33-51 GHz). Comparaison entre CST (rouge) et le modèle du piston de phase (bleu).

On remarque que le maximum de gain n'est pas prédit au même endroit par le modèle du piston de phase et CST. Le modèle le prédit à la fréquence nominale de la lentille (42 GHz) pour un gain maximal de 33,3 dBi. CST prédit un gain maximal de 32,3 dBi, soit une baisse de 1 dB par rapport au modèle, et un décalage de ce maximum vers les hautes fréquences (45 GHz). De plus, on note une légère différence sur la largeur de bande, avec une largeur de bande à 3 dB de 9 GHz pour le modèle contre 9,5 GHz pour CST.

Analyse du modèle du piston de phase

La discontinuité dans la répartition en amplitude en sortie de lentille, montrée par la simulation avec CST sur la Figure 55, est à l'origine de la remontée des lobes secondaires, ce que le modèle du piston de phase n'est pas en mesure de restituer. En effet, celui-ci n'affecte que la phase. Cette discontinuité a aussi comme conséquence la réduction du gain maximal dans la bande de fonctionnement en impactant l'efficacité de l'ouverture à travers une réduction de la surface équivalente de rayonnement. Ce modèle n'est pas en mesure de fournir une justification au décalage observé dans la bande de fonctionnement. Le modèle du piston de phase s'exécute quasi-instantanément en ne prenant qu'environ 3 secondes de temps de calcul. Bien que rapide d'exécution, le modèle du piston de phase ne remplit pas les conditions de

précision et de cohérence des résultats sur la distribution du champ en sortie, le diagramme de rayonnement et le comportement en bande.

II.D.4. Modèle des chemins réfractés

Dans le second modèle de propagation, on prend en compte à la fois les phénomènes de transmission et de réfraction tout en négligeant ceux liés à la diffraction. La prise en compte de la réfraction nécessite de tenir compte de l'angle d'incidence de l'onde sur le substrat diélectrique. Pour ne prendre en compte que la réfraction et la transmission, le front d'onde incident sur la lentille est analysé et la direction incidente du vecteur de poynting est déterminée puis prise comme direction initiale du chemin optique. Ce chemin optique subit alors les lois de la réfraction à l'interface et dans le composant diélectrique. Avec les approximations de ce modèle, la phase et la distribution spatiale du champ résultant en sortie du composant est modifiée en fonction des angles d'incidence de chaque chemin. Ce modèle est appelé chemins réfractés. La Figure 59 montre le lien entre les chemins réfractés et la configuration des ondes secondaires de Huygens pour ce modèle.

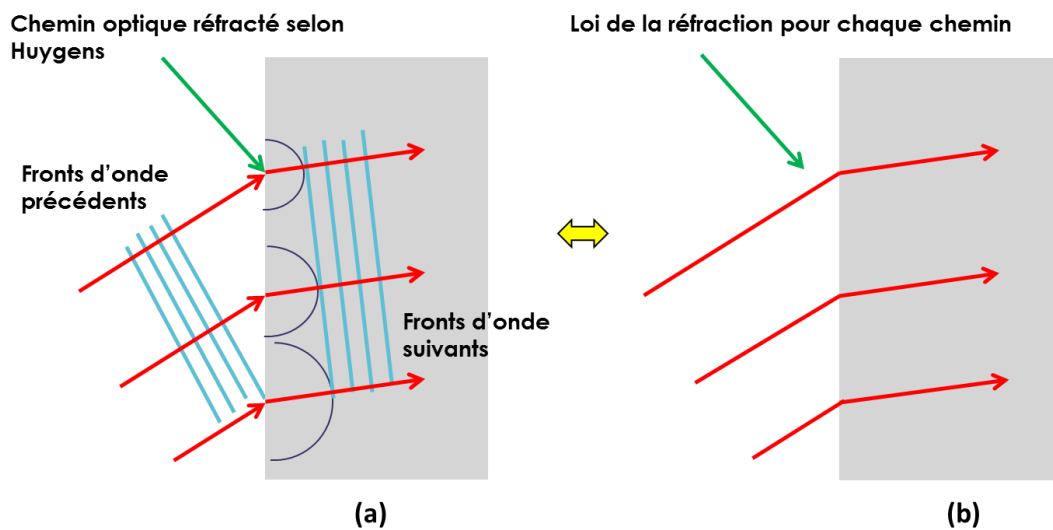


Figure 59 : (a) front d'onde de Huygens approximé par (b) des chemins optiques réfractés à partir des lois de l'optique géométrique.

Dans la pratique, un unique chemin incident est pris sur chaque structure. Ce chemin subi une première réfraction à l'interface diélectrique selon la loi de la réfraction de Snell-Descartes de l'équation (II.13). Une nouvelle direction d'évolution de ce chemin est obtenue à la suite de cette première réfraction. Ce chemin évolue alors à l'intérieur du composant à

gradient d'indice en empruntant la trajectoire d'un rayon lumineux dans un gradient d'indice suivant l'équation (II.22).

$$\frac{d}{ds} \left(n_{eff} \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \vec{\nabla} n_{eff} \quad (II.22)$$

avec $\vec{r}$ désignant le vecteur position d'un point du chemin optique et s l'abscisse curviligne [84] servant à paramétrer le chemin optique. Lorsqu'un chemin optique arrive sur une des zones de discontinuité de la lentille diffractive, la loi de réfraction de Snell-Descartes est de nouveau appliquée au chemin optique. Ces différentes étapes sont exécutées dans le modèle jusqu'à ce que le chemin optique atteigne la surface de sortie de la lentille. La marche optique totale du chemin est calculée en sommant tous les chemins optiques élémentaires selon l'équation (II.24). Cette marche est alors utilisée pour le calcul de l'amplitude complexe du champ en chaque point de la surface de sortie selon l'équation (II.23). La distribution du champ électrique complexe résultant de l'ensemble des chemins peut alors être utilisée pour calculer le diagramme de rayonnement en champ lointain et le gain de l'antenne.

Ce modèle est utilisé pour simuler la propagation dans la lentille diffractive à gradient d'indice, les chemins optiques associés à cette simulation sont illustrés sur la Figure 60. La comparaison avec CST est faite sur la distribution du champ électrique en sortie de composant sur la Figure 61.

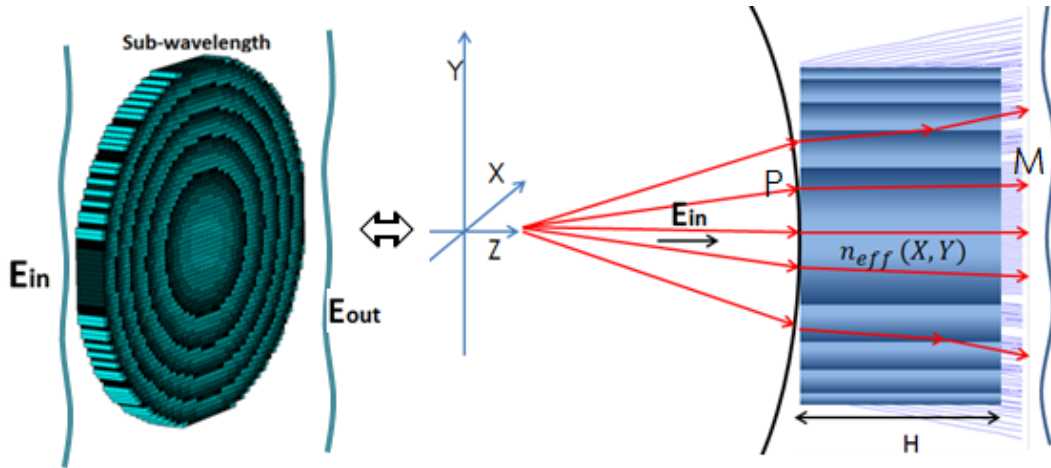


Figure 60 : Modèle du chemin optique réfracté.

$$E_M(X_o, Y_o) = E_P(X_i, Y_i) \exp \left(i \frac{2\pi}{\lambda} PM_{path} \right) \quad (II.23)$$

$$PM_{path} = \sum dPM n_{eff}(X,Y) \quad (II.24)$$

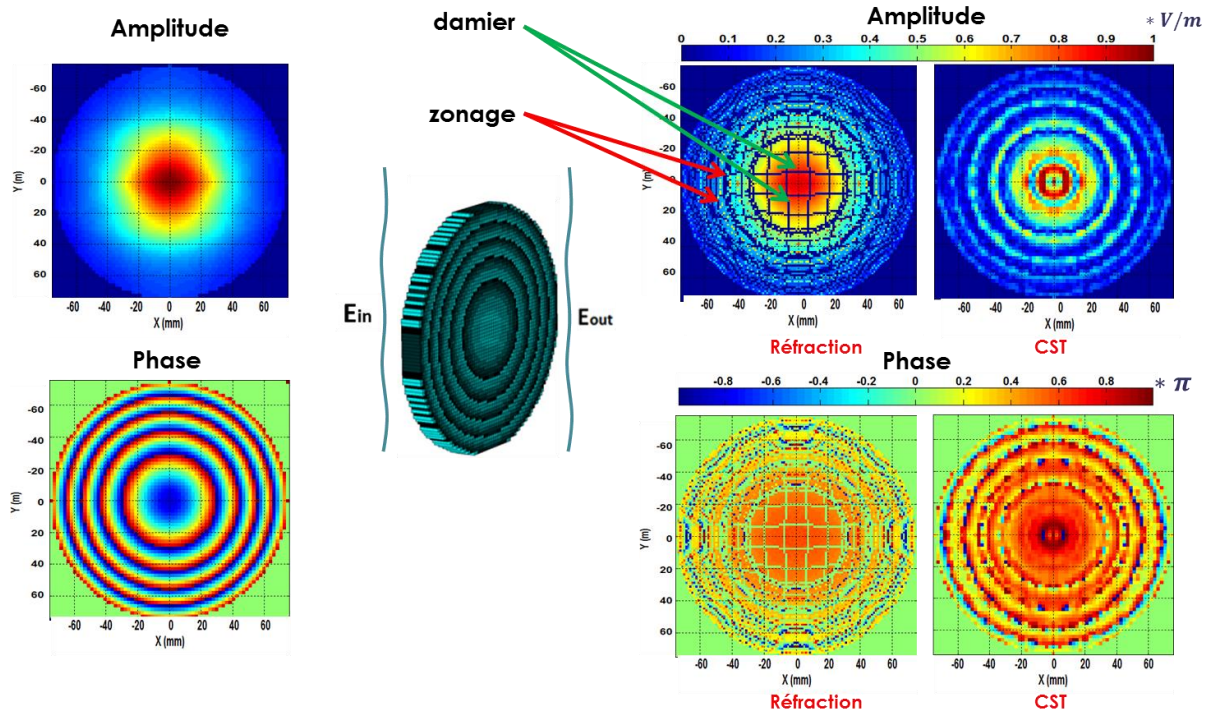


Figure 61 : Distribution du champ électrique en amplitude et phase, à la fréquence de 42 GHz en entrée (gauche), et en sortie (droite) calculé par CST et le modèle de la réfraction.

On remarque que la distribution du champ électrique restituée par le modèle de chemins réfractés présente un effet de zonage du champ, mais il est moins prononcé par rapport aux résultats restitués par CST. Cet effet de zonage est la conséquence de la réfraction des chemins sur les zones de discontinuité d'indice. On note cependant que les effets d'anneau observés au centre de la lentille sur CST ne sont pas restitués par le modèle. On observe aussi une sorte d'effet de damier sur la distribution du champ dans l'ouverture pour le modèle. Cet effet est un artefact de représentation. Il vient des trajets réfractés qui arrivent sur la surface de sortie de la lentille à des positions ne coïncidant pas avec les points de la grille de représentation dans l'ouverture de l'antenne.

On compare ensuite sur la Figure 62 les diagrammes de rayonnement dans les deux plans E et H pour la lentille structurée et sur la Figure 63 les diagrammes de rayonnement dans le plan H pour le prisme structuré.

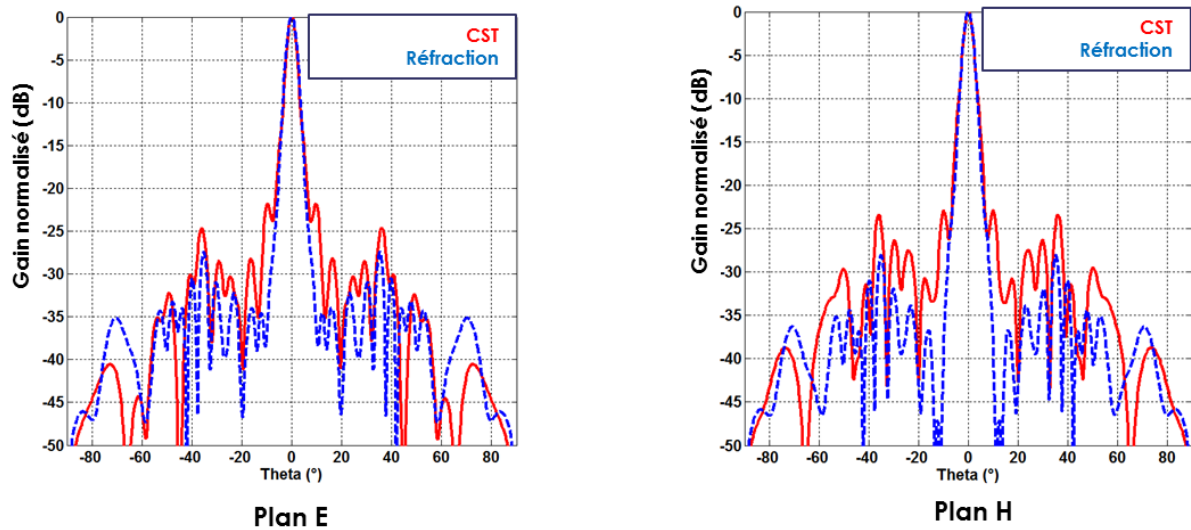


Figure 62 : Diagramme de rayonnement, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle du piston de la réfraction (bleu).

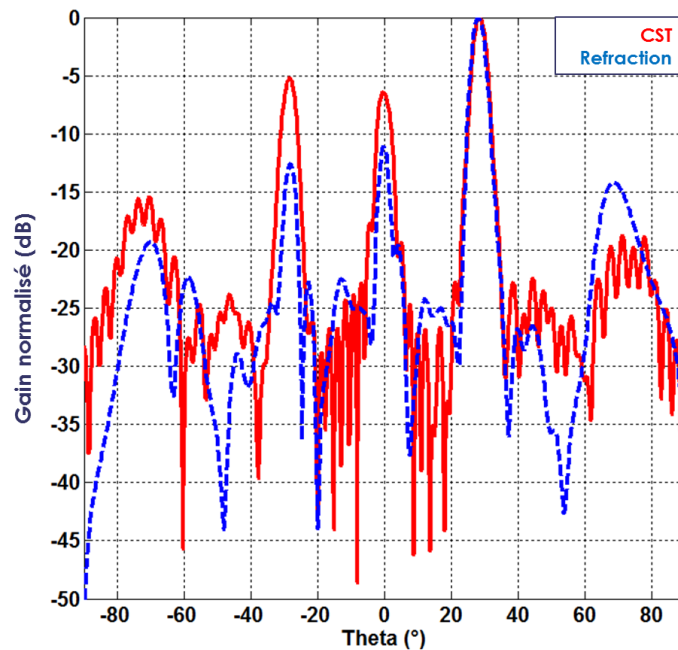


Figure 63 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle de la réfraction (bleu).

On note une remontée des lobes secondaires plus importante que celle restituée par le modèle du piston de phase. Cette remontée est provoquée par le zonage dans la distribution du champ dans l'ouverture. La remontée des lobes n'est toutefois pas suffisante comparé à CST. On retrouve la même tendance sur la remontée des lobes de réseau du prisme. L'écart entre CST et le modèle atteint presque 8 dB sur le lobe à -28° du prisme.

Sur la Figure 64, les comportements dans la bande de fonctionnement pour la lentille diffractive issus du modèle et de CST sont comparés. On observe sur ce modèle une baisse du gain maximal par rapport au modèle précédent. Ce gain est de 32,3 dB, soit 1 dB de moins que le modèle du piston de phase. Le gain est identique à celui calculé par CST. Ce sont les effets de zonage dans la distribution du champ dans l'ouverture qui ont provoqué cette baisse de 1 dB en affectant l'efficacité d'ouverture de l'antenne. On observe aussi que ce maximum de gain est décalé vers les hautes fréquences à 44 GHz associé à un élargissement de la largeur de bande par rapport au modèle précédent. Cette largeur de bande est de 11 GHz comparé au 9,5 GHz sur CST et au 9 GHz du piston de phase.

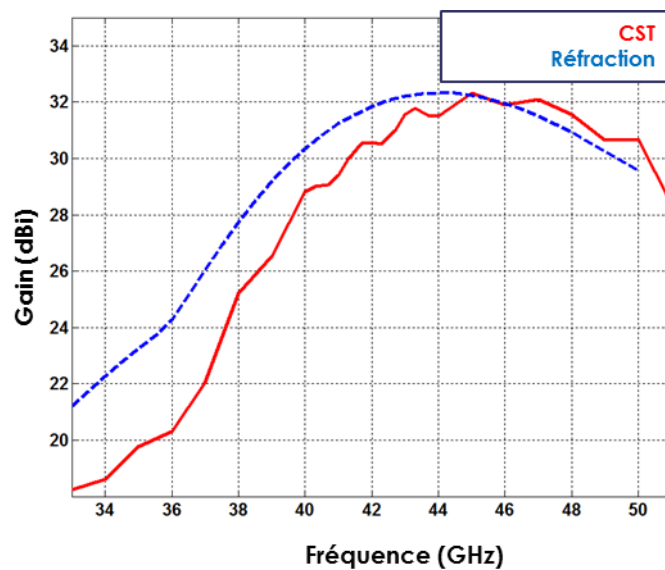


Figure 64 : Evolution du gain dans la bande de fonctionnement (33-51 GHz). Comparaison entre CST (rouge) et le modèle de la réfraction (bleu).

Analyse du modèle des chemins réfractés

Les effets de la réfraction au niveau de la discontinuité des zones du gradient d'indice sont à l'origine de l'effet de zonage observé à travers ce modèle. Cet effet est aussi directement lié à une remontée des lobes secondaires qui sont plus importants que sur le modèle du piston de phase. La prise en compte dans ce modèle des angles d'incidences est à l'origine du décalage en fréquence dans la bande passante restitué par le modèle. En effet, on peut noter sur la lentille, que les chemins passant près de l'axe subissent un déphasage restituant une onde plane à la fréquence nominale de conception de la lentille 42 GHz, alors que les chemins les plus éloignés de l'axe présentent un trajet incliné par rapport à l'axe de la lentille explorant ainsi un trajet optique plus long. Pour ces trajets inclinés, l'obtention d'une phase plane en sortie de lentille

se fait pour une fréquence plus élevée. En fin de compte, ceci se manifeste par une baisse du gain à la fréquence nominale et une amélioration de celui-ci sur les fréquences hautes voisines de la fréquence nominale. Cet effet a pour conséquence finale d'élargir légèrement la bande et de décaler le maximum de gain vers les hautes fréquences. L'exécution de ce modèle prend environ 1min, ce qui est beaucoup plus long que les 3 secondes du modèle du piston de phase mais reste tout de même très court par rapport aux 6 heures 30 minutes de CST. Cependant, malgré ce faible temps de calcul, ce modèle n'est pas suffisamment précis pour la prédiction des performances. On l'observe sur le niveau de la remontée des lobes secondaires non suffisante et sur l'absence de certains phénomènes non restitués comme les effets d'anneaux observés au centre de la lentille.

II.D.5. Modèle de Huygens-Fresnel modifié

Dans ce troisième modèle de propagation, on prend en compte les trois phénomènes de transmission, réfraction et diffraction. La prise en compte de la diffraction nécessite de tenir compte de multiples chemins et de leurs interférences dans le composant. Ainsi, chaque microstructure de la surface entrante du composant structuré est prise comme source d'un nombre théoriquement infini de chemins supports de l'onde secondaire de Huygens. Le milieu dans lequel ces chemins évoluent étant un milieu inhomogène en indice, ces chemins ne peuvent conserver une trajectoire rectiligne, mais plutôt subir une réfraction graduelle dans le gradient d'indice et une réfraction brutale sur les zones de discontinuité d'indice comme présenté dans le modèle des chemins réfractés.

Or, la détermination des trajets optiques en prenant un chemin unique pour chaque microstructure nécessite 1 minute de temps de calcul. On peut en déduire logiquement que si au lieu d'un chemin associé à chaque microstructure, on en associe un grand nombre (100 par exemple), le temps de calcul sera impacté de manière proportionnelle. Une telle approche pour prendre en compte les effets de la diffraction sur le formalisme des chemins n'est donc pas envisageable car trop coûteuse en temps de calcul.

Une observation du composant structuré permet cependant de remarquer que les distances entre les deux plans de calcul (épaisseur de la lentille) sont de l'ordre de la longueur d'onde ($1,6\lambda_0$). Pour une si faible distance, la différence en termes de marche optique entre le réel trajet (trajet extrémal satisfaisant au principe de Fermat) et le trajet direct entre 2 points appartenant aux deux plans de calcul reste très petite par rapport à la longueur d'onde. Ainsi,

en tenant compte de ceci, on peut substituer le trajet optique réel (coûteux en temps de calcul) au trajet optique direct simple à déterminer entre chaque couple de point de l'entrée et de la sortie d'un composant. Cette approximation du trajet direct est illustrée sur La Figure 65.

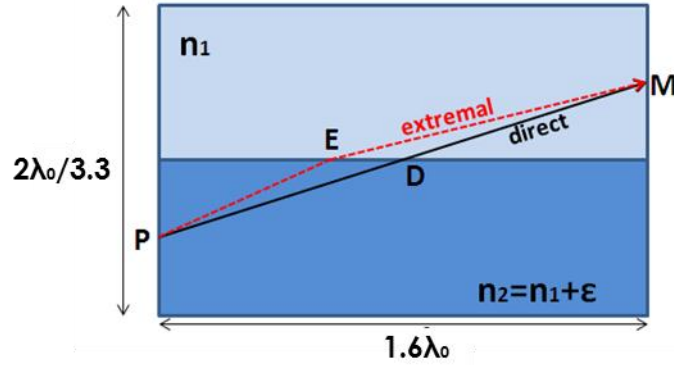


Figure 65 : Approximation du trajet extrémal (trajet de Fermat) par le trajet direct dans le milieu inhomogène en indice lorsque les distances sont de l'ordre de la longueur d'onde.

Avec cette équivalence, on peut appliquer moyennant quelques modifications le principe de Huygens entre les deux interfaces du composant à gradient d'indice. Chaque point M du plan de calcul final reçoit une contribution de tous les points P du plan de calcul initial à travers le trajet optique direct les reliant. La Figure 66 illustre l'opération réalisée pour le calcul du champ sur la surface de sortie de la lentille diffractive.

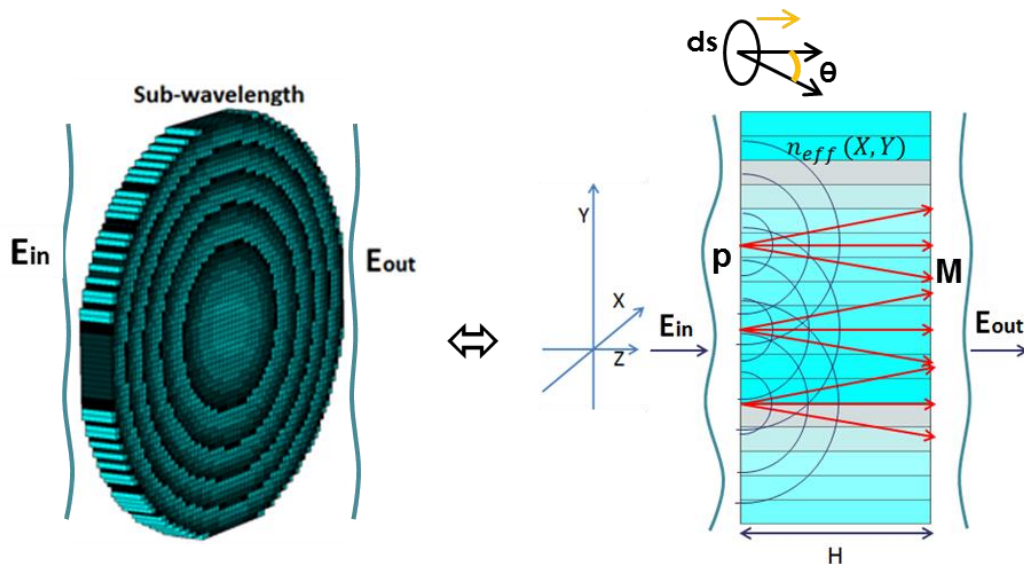


Figure 66 : Modèle interférentiel reposant sur une modification du principe de Huygens-Fresnel.

La détermination de la marche optique PM_{path} associée à chaque chemin PM est obtenue en sommant les marches optiques élémentaires tout au long du chemin optique selon l'équation (II.26). Cette marche optique est ensuite utilisée dans l'exponentielle complexe servant à la prise en compte de la phase du chemin dans le modèle de Huygens-Fresnel classique selon l'équation (II.25).

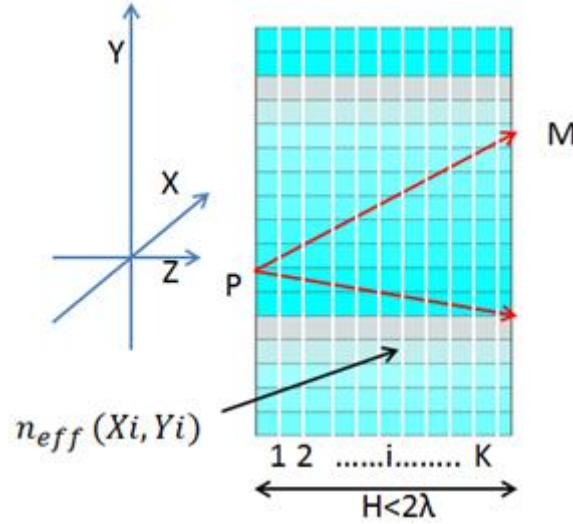


Figure 67 : Calcul du trajet optique PM_{path} associant chaque couple de point par le trajet direct dans le modèle.

$$E_M(X, Y) = \frac{1}{i\lambda} \sum_{surface\ initial} E_p(X, Y) \exp(i k PM_{path}) f(\theta, PM) \quad (II.25)$$

$$PM_{path} = \sum_{i=1}^K \frac{PM}{K} \cdot n_{eff}(X_i, Y_i) \quad (II.26)$$

Dans le principe de Huygens-Fresnel classique appliqué dans un milieu homogène, le poids associé à chaque couple de point est contenu dans la fonction de répartition anisotropique du champ $f(\theta, PM)$ appelé encore facteur d'obliquité. Dans un milieu inhomogène en indice, on ne dispose pas d'une expression analytique de $f(\theta, PM)$. Pour la détermination de $f(\theta, PM)$, on utilise l'approximation du trajet direct. Dans les conditions où cette approximation est valable, et sachant qu'un trajet direct correspond à un trajet non dévié et s'effectuant dans un milieu homogène, on a aussi supposé que $f(\theta, PM)$ dans le milieu inhomogène est proche de $f(\theta, PM)$ dans un milieu homogène, pourvu que les conditions de l'approximation du trajet direct restent toujours valables. L'avantage de cette approximation est de pouvoir réutiliser

directement le facteur d'obliquité des formulations classiques du principe de Huygens-Fresnel. Ce modèle est nommé Modified Hyugens-Fresnel Principle (MHFP).

$$f(\theta, PM) = \left(\frac{1}{k_{PM}} - i \right) \cos \theta \quad (\text{II.27})$$

Ce modèle est utilisé pour simuler la propagation dans la lentille diffractive à gradient d'indice. Les résultats du modèle sont ensuite comparés à ceux restitués par CST. La comparaison est faite sur la distribution du champ électrique en sortie de composant sur la Figure 68.

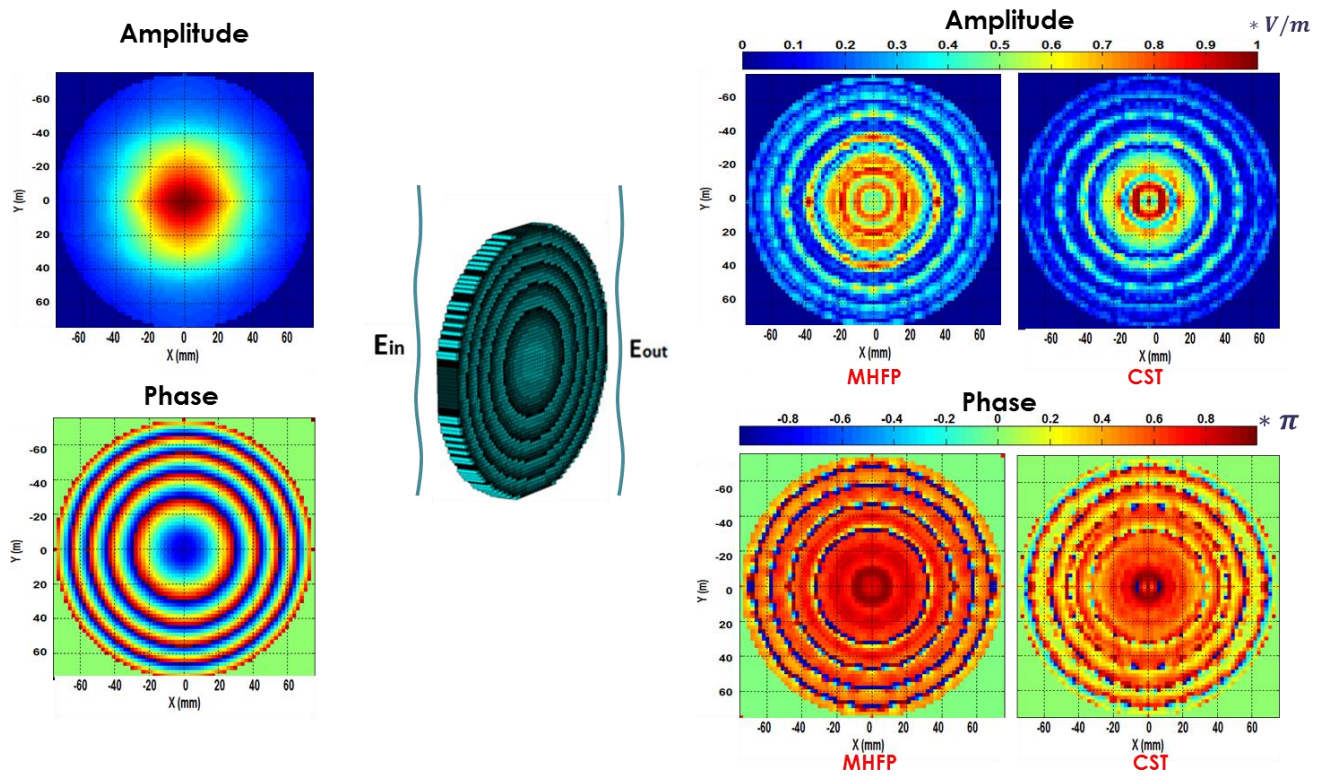


Figure 68 : Distribution du champ électrique en amplitude et phase, à la fréquence de 42 GHz en entrée (gauche), et en sortie (droite) calculé par CST et le modèle MHFP.

On observe avec le modèle MHFP une distribution fidèle du champ électrique en sortie de lentille comparée à la simulation sur CST. L'effet de zonage dans chaque zone du gradient d'indice est correctement restitué de même que les anneaux d'interférence observés au centre de la lentille. Ainsi, ces anneaux sont une conséquence des effets d'interférence entre les différents chemins.

Sur la Figure 69 sont comparés les diagrammes de rayonnement dans plans E et H pour la lentille structurée et sur Figure 70 les diagrammes de rayonnement dans le plan H pour le prisme structuré.

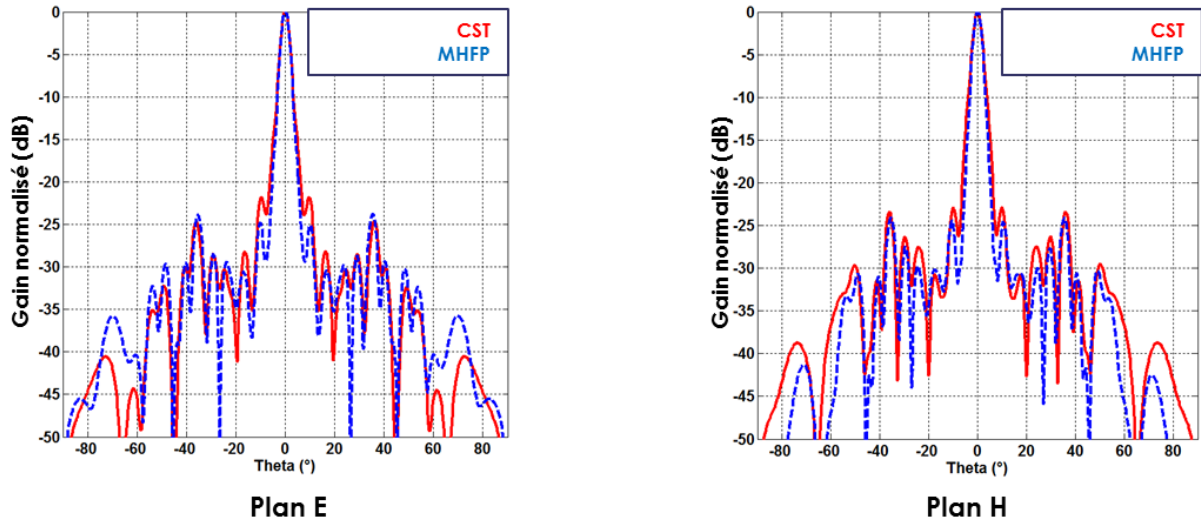


Figure 69 : Diagramme de rayonnement, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle MHFP (bleu).

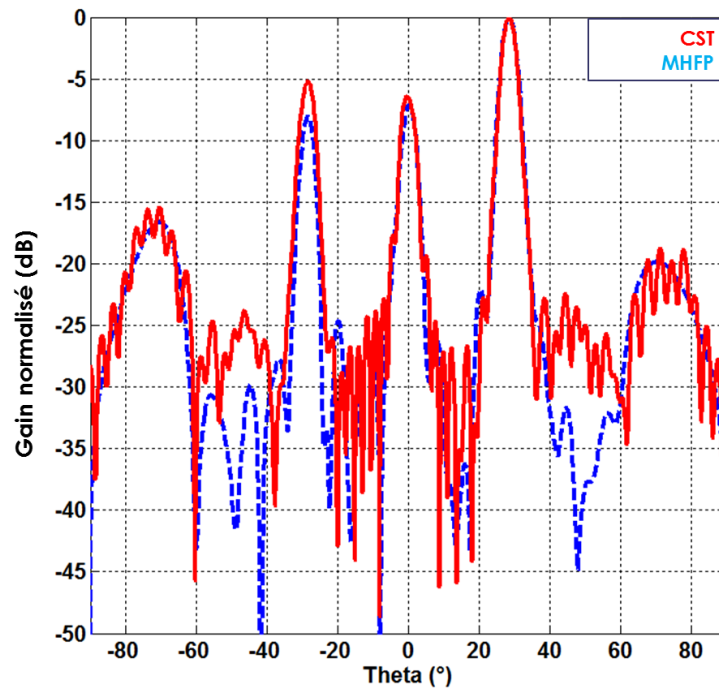


Figure 70 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle MHFP (bleu).

On note que la remontée des lobes ainsi que leur position sur les diagrammes de rayonnement sont fidèlement restituées. Les écarts entre le modèle et CST sont inférieurs à 3 dB

sur les diagrammes de rayonnement de la lentille. On peut remarquer sur la lentille que la position des deux lobes latéraux à proximité du lobe principal est restituée par le modèle. Ces deux lobes latéraux sont en effet dus aux anneaux d'interférence au centre de la lentille. On observe de même une bonne correspondance sur le niveau des lobes de réseau du prisme avec un écart maximal inférieur à 3 dB.

Sur la Figure 71, les comportements dans la bande de fonctionnement pour la lentille diffractive issus du modèle et de CST sont comparés.

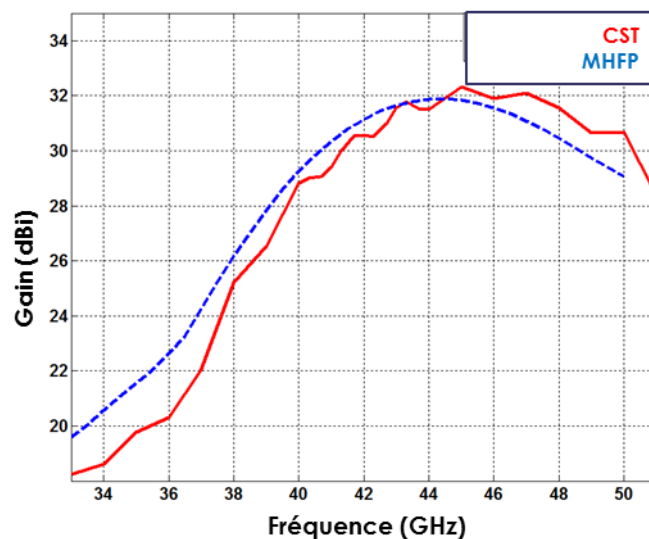


Figure 71 : Evolution du gain dans la bande de fonctionnement (33-51 GHz). Comparaison entre CST (rouge) et le modèle MHFP (bleu).

Le gain dans la bande de fonctionnement de ce modèle est aussi fidèle à CST. Le maximum de gain est de 32 dB avec un décalage vers les hautes fréquences à 44,5 GHz, où CST le prévoit à 45 GHz pour un maximum de gain de 32,3 dB. On note une largeur de bande de 10 GHz à 3 dB pour le modèle comparé aux 9,5 GHz de CST.

Analyse du modèle MHFP

Les différents effets observés dans la simulation avec CST sont restitués par le modèle MHFP. On note que les anneaux observés au centre dans la simulation sur CST ne sont qu'un résultat d'interférence dû aux multiples chemins. Ces anneaux de la zone centrale de la lentille sont aussi responsables des lobes latéraux à proximité du lobe central dans le diagramme de rayonnement de la lentille, effet que les deux précédents modèles n'étaient pas aptes à restituer. Le zonage dans la distribution du champ est assez prononcé pour rendre compte de la bonne

remontée des lobes secondaires avec des écarts inférieurs à 3 dB. On note aussi une prise en compte dans ce modèle des effets de décalage dans la bande de fonctionnement liés aux angles d'incidences. L'exécution de ce modèle nécessite environ 1 min 30. Le niveau de fidélité du modèle est jugé suffisant pour rendre compte des différents phénomènes observés (zonage, décalage en bande et baisse du gain).

II.D.6. Comparaison des modèles

Un récapitulatif des caractéristiques des 3 modèles comparés à la simulation sur CST est présenté dans le Tableau 1.

Tableau 1 : Comparaison des modèles développés

Modèles Observation	N°1 Piston de phase	N°2 Chemins refractés	N°3 MHFP	Référence CST
Ecart du gain max de la lentille	1 dB	0 dB	0,3 dB	0 dB
Décalage en fréquence du max de gain sur la lentille	3 GHz	1 GHz	0,5 GHz	0 GHz
Ecart max sur les lobes de réseau	20 dB	8 dB	3 dB	0 dB
Temps de simulation	3 sec	1 min	1 min 30 sec	6 heures 30 min

Le modèle du piston de phase est le plus rapide, mais aussi le moins proche du phénomène réel de propagation. Cependant le résultat restitué par ce modèle peut être interprété comme une limite en termes de performance atteignable par ce type de composant.

Le modèle des chemins réfractés est plus complexe et prend plus de temps à l'exécution que le modèle du piston de phase, cependant il permet de saisir l'importance que joue l'angle d'incidence local dans le décalage en fréquence de la bande passante.

Le modèle MHFP, qui est le plus complet et le plus précis, montre à quel point la part de la diffraction de l'onde résultant des phénomènes d'interférence joue un rôle important dans la transformation du front d'onde avec ce type de composant.

A mesure que des phénomènes complexes sont pris en compte, le temps de calcul augmente. Considérant les contraintes sur la rapidité et la précision nécessaire à l'outil de simulation élaboré, le modèle MHFP est retenu.

II.D.7. Validation par la mesure du modèle MHFP

La validation de tout modèle passe nécessairement par la confrontation entre les résultats issus du modèle avec ceux de la mesure. On a alors confronté les résultats du modèle MHFP, de CST et de la mesure sur ce type de diélectrique structurée. Une comparaison est faite sur l'antenne lentille diélectrique sub-longueur d'onde investiguée lors de l'élaboration du modèle. Les résultats comparés concernent le diagramme de rayonnement (Figure 72) et la bande de fonctionnement (Figure 73).

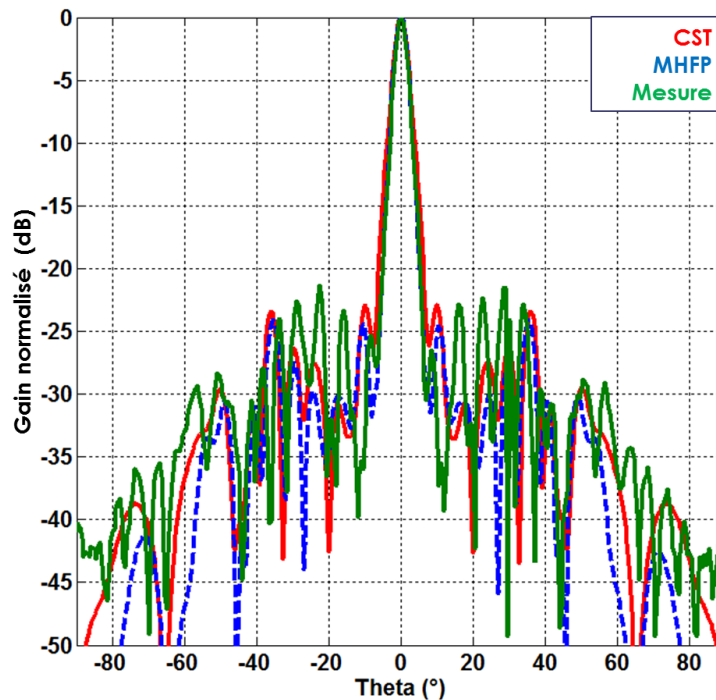


Figure 72 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz.
Comparaison entre CST (rouge), le modèle MHFP (bleu), et la mesure (vert).

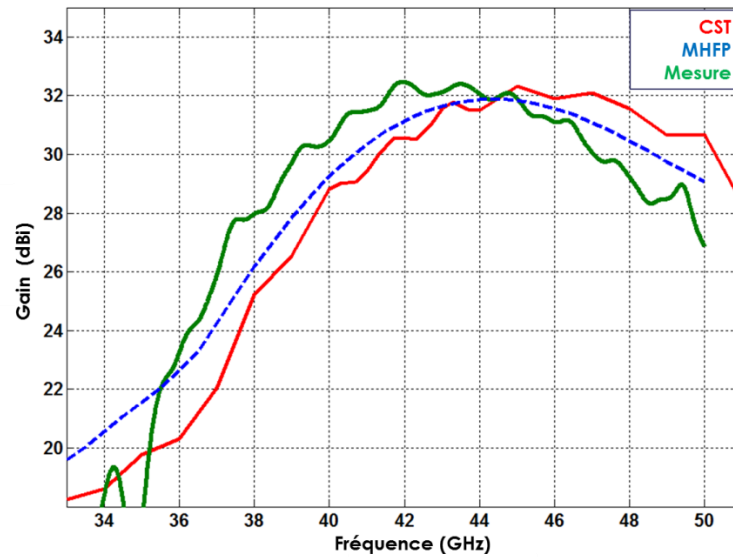


Figure 73 : Evolution du gain dans la bande de fonctionnement (33-51 GHz). Comparaison entre CST (rouge), le modèle MHFP (bleu), et la mesure (vert).

Sur la Figure 73 comparant le gain en bande, on note que le maximum de gain mesuré est à 42 GHz, là où le modèle le prévoit à 44 GHz, et 45 GHz sur CST. Ce décalage sur la mesure est attribué à une déformation de la lentille lors de sa fabrication. Cet effet est tel que le centre de la lentille se rapproche d'environ 3 mm, entraînant alors un décalage de la fréquence du maximum vers les basses fréquences. Les effets de cette déformation sont simulés dans le chapitre III, et présentés dans le chapitre IV portant sur la fabrication. Le maximum de gain mesuré est de 32,5 dB, ce qui reste très proches des 32 dB du modèle MHFP et des 32,3 dB de CST.

Concernant le diagramme de rayonnement de la Figure 72, la mesure de la remontée des lobes reste très proche des résultats du modèle MHFP et de CST. Les principaux lobes liés au zonage du champ dans l'ouverture de la lentille sont positionnés à 0° pour le lobe principal, 38° et 51° pour les lobes secondaires suivants. Sur ces différents lobes l'écart reste inférieur à 3 dB. On remarque cependant qu'entre le lobe principal et le premier lobe secondaire du au zonage, plusieurs lobes non restitués sur CST et le modèle MHFP. Ces différents lobes pourraient résulter de la déformation de la lentille fabriquée.

Les ordres de diffraction du prisme sub-longueur d'onde défléchissant une onde plane à 28° ont aussi été mesurés et comparés aux résultats du modèle MHFP et de CST. La répartition de l'énergie dans les différents ordres de diffraction est observée sur le diagramme de rayonnement dans le plan H (Figure 74).

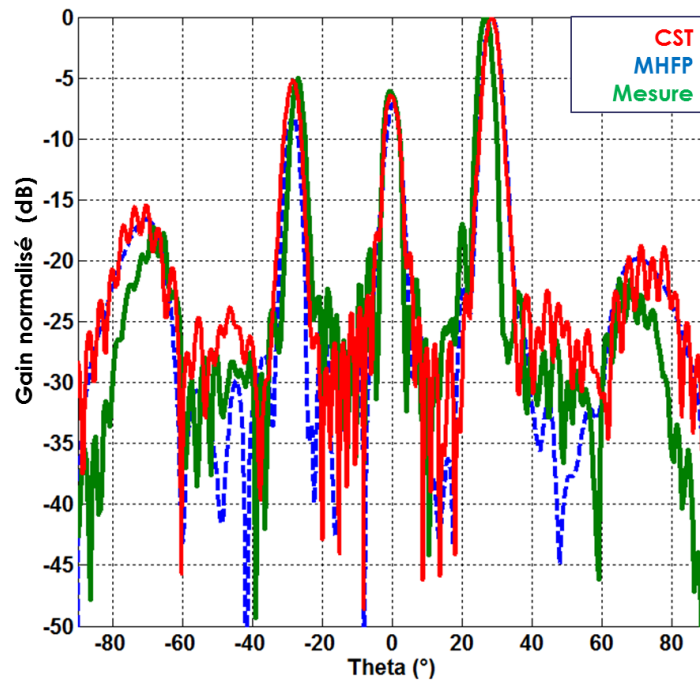


Figure 74 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz.
Comparaison entre CST (rouge), le modèle MHFP (bleu), et la mesure (vert).

Les résultats du modèle MHFP sont fidèles à la mesure. L'amplitude dans les différents ordres de diffraction est retrouvée avec un écart inférieur à 3 dB. On observe sur les résultats de mesure un petit décalage de la position des lobes de réseau qui augmente avec l'angle. Ceci est lié au dispositif de mesure entraînant des erreurs de parallaxe observables aux grands angles. Cet effet a tendance à rapprocher les lobes de réseau mesurés vers l'axe.

II.D.8. Validation par la simulation du modèle MHFP sur différentes structures

Afin de vérifier le comportement du modèle dans différentes situations, on a simulé différentes structures de prisme structuré défléchissant à -10° , -20° , -30° , -40° et -50° . La configuration des éléments lors de la simulation est exactement identique à celle utilisée pour le prisme étudié lors du développement des modèles. Ainsi les différents prismes sont illuminés par la même onde plane en sortie d'une lentille hyperbolique. On a superposé sur la Figure 75 les résultats du modèle MHFP et ceux de CST sur le diagramme de rayonnement dans le plan H.

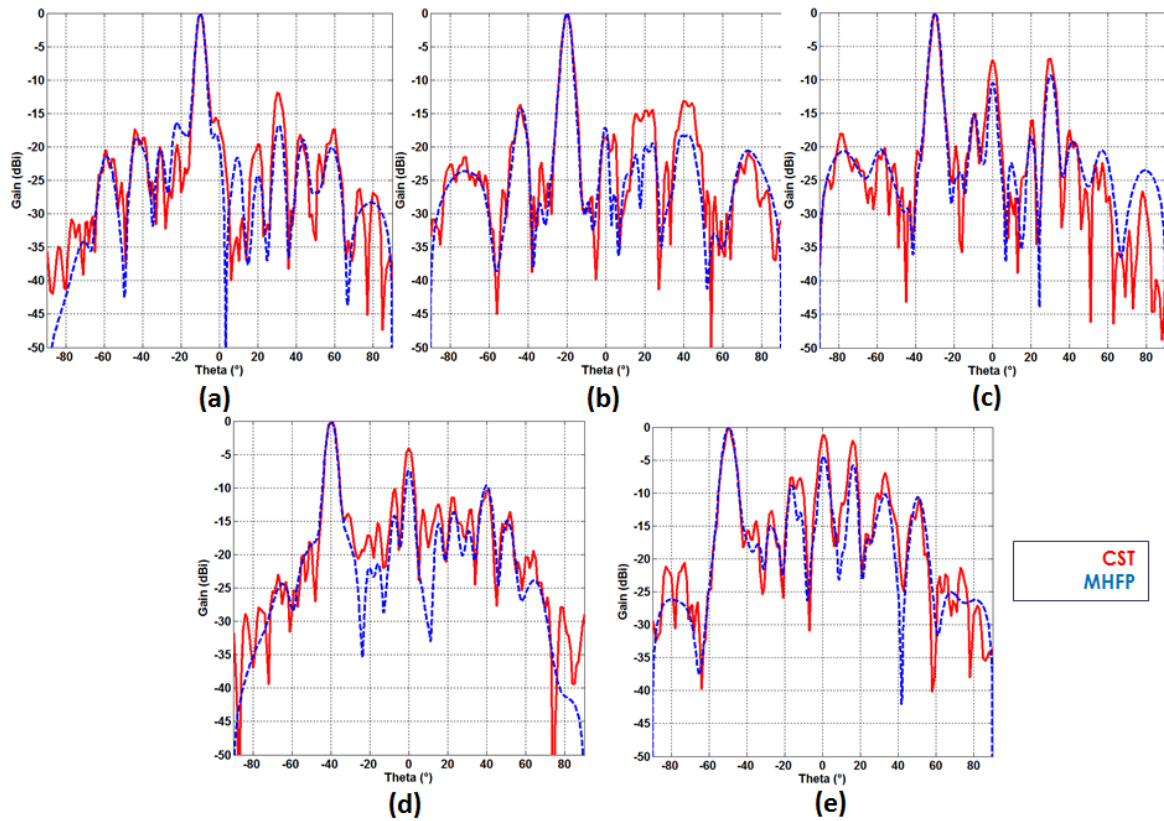


Figure 75 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge), le modèle MHFP (bleu) sur différents réseaux défléchissant à -10° (a), -20° (b), -30° (c), -40° (d) et -50° (e).

Comme on peut le constater, le modèle MHFP restitue la position et la remontée des différents lobes de réseau observés sur CST avec un écart inférieur à 5 dB.

II.E. Résumé du chapitre II

Dans ce chapitre, les milieux structurés ont été introduits comme moyen d'améliorer les performances d'une antenne lentille diffractive. Un rappel des propriétés effectives du milieu structuré a été fait. Le problème de rapidité de simulation des composants structurés a été mis en évidence. Il constitue un frein à l'exploitation du potentiel de ces matériaux structurés avec les logiciels conventionnels. Une nouvelle démarche de calcul reposant sur les chemins optiques a alors été explorée. En affinant ces modèles de chemin, il devient possible à la fois de prendre en compte des phénomènes complexes s'opérant lors de la propagation d'un champ dans le milieu structuré, tout en conservant la rapidité d'exécution du calcul. Les résultats du modèle retenu ont enfin été validés par une confrontation à la mesure et à la simulation

rigoureuse sous CST. Le modèle MHFP retenu est précis à 0,5 dB sur le gain d'antenne et à 3 dB sur la remontée des lobes secondaires dans le diagramme de rayonnement.

Cette phase de développement a permis de mieux comprendre les phénomènes physiques prépondérants lors de la propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu structuré.

III. Synthèse et optimisation de lentille diffractive

L'objet de ce chapitre est de présenter les différentes méthodes mises en œuvre pour la synthèse d'un composant diffractif structuré. L'objectif final est d'aboutir à une méthode de synthèse permettant d'obtenir des performances optimales. Les méthodes présentées sont appliquées à une fonction lentille, mais restent facilement généralisables à d'autres fonctions. Les analyses effectuées sur les méthodes de synthèse se font sur la base du modèle des chemins.

Après cette étape de synthèse, les performances d'une lentille structurée sont comparées à celles d'autres lentilles conventionnelles dont une lentille massive hyperbolique et une lentille diffractive de Fresnel, toutes mises en œuvre dans une même configuration à encombrement réduit telle que cela pourrait se présenter dans un système embarqué, cela afin de positionner les lentilles structurées par rapport à l'état de l'art.

III.A. Synthèse directe pour composant mince

La fonction lentille est par définition une fonction apte à transformer une onde incidente sphérique sur l'une de ces faces, en onde plane en sortie de lentille en agissant sur les retards des trajets optiques lors de la traversée du composant. De ce fait, l'ensemble des longueurs d'onde du front incident sont affectées par l'opération. La particularité de la fonction lentille lorsqu'on lui associe le mot diffractif est qu'elle n'agit plus sur le retard optique mais sur la différence de phase qui, de par sa définition, est dépendante de chaque longueur d'onde. L'équation (III.1) donne la différence de phase résultante de la traversée d'un matériau d'indice optique n_0 sur une épaisseur de matériau H . Ceci est illustré sur la Figure 76.

$$\Delta\varphi_{1-0} = \frac{2\pi}{\lambda} H n_0 \quad (\text{III.1})$$

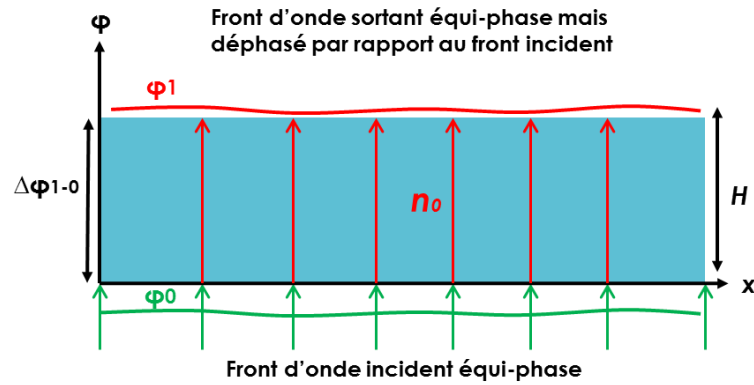


Figure 76 : Différence de phase qui résulte de la traversée d'une couche diélectrique d'indice optique n_0 et d'épaisseur H .

Pour une même marche optique Hn_0 , le déphasage diffère pour chaque longueur d'onde. La fonction de lentille diffractive permet l'obtention d'une phase plane en sortie de composant à la longueur d'onde nominale de conception. L'usage d'un composant diffractif est motivé par la réduction de l'épaisseur. En effet la phase est une grandeur cyclique variant de 0 à 2π dont le cycle complet est obtenu pour une épaisseur de milieu dépendant de l'indice de réfraction traversé. Ainsi, lorsque 2 indices de réfraction sont traversés, la différence de phase relative pour une distance de parcours identique est donnée par la relation (III.2). Ceci est illustré sur la Figure 77, où les deux parties du front incident parcourent des trajets dans 2 matériaux d'indice de réfraction différent n_{max} et n_{min} avec $n_{min} < n_{max}$.

$$\Delta\varphi_{max-min} = \varphi_{max} - \varphi_{min} = \frac{2\pi}{\lambda} H (n_{max} - n_{min}) \quad (III.2)$$

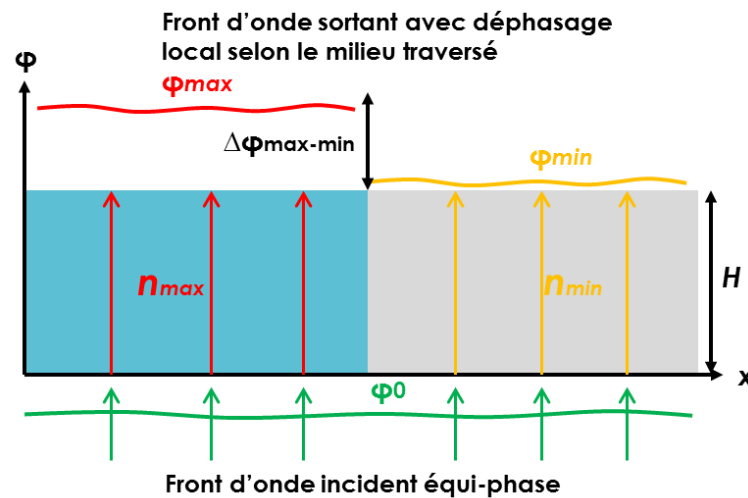


Figure 77 : Déphasage lors de la traversée de 2 matériaux d'indice de réfraction différents.

On peut alors en déduire l'épaisseur $H_{2\pi}$ permettant une différence de phase de 2π :

$$H_{2\pi} = \frac{\lambda}{n_{max} - n_{min}} \quad (III.3)$$

En maintenant l'épaisseur des 2 milieux traversés constante et égale à la longueur déterminée par l'équation (III.3), puis en modulant la valeur de l'indice élevé n_{max} entre sa valeur de base et la valeur de n_{min} , toute la plage de phase contenue entre 0 et 2π devient accessible.

$$\Delta\varphi_{modulé} = \frac{2\pi}{\lambda} H_{2\pi} (n_{modulé} - n_{min}) = \frac{2\pi(n_{modulé} - n_{min})}{n_{max} - n_{min}} \quad (III.4)$$

Ceci ne fonctionne qu'à la longueur d'onde pour laquelle $H_{2\pi}$ a été calculée. Si la longueur d'onde utilisée est plus petite, alors l'excursion de phase sera plus grande. Au contraire, si la longueur d'onde utilisée est plus grande, l'excursion de phase sera plus petite. Cela conduit à un gain d'antenne décroissant en s'éloignant de la longueur d'onde de conception, entraînant ainsi une limitation forcée en bande. La Figure 78 montre comment, pour une épaisseur et un gradient d'indice permettant une excursion de phase de 0 à 2π à la longueur d'onde nominale, évolue l'excursion de phase pour les autres longueurs d'onde.

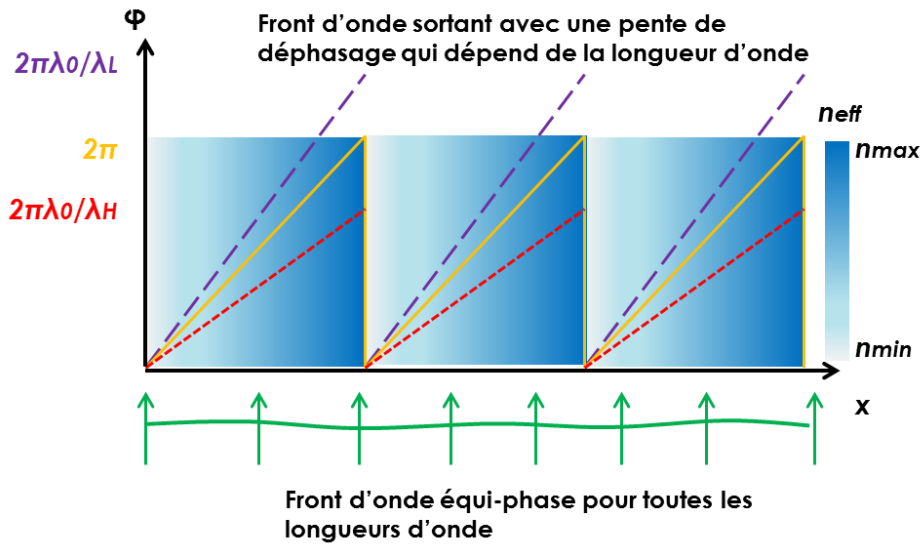


Figure 78 : Evolution de l'excursion de phase pour différentes longueurs d'onde : pente rouge pour $\lambda_L < \lambda_0$, pente jaune pour λ_0 , pente violette pour $\lambda_H > \lambda_0$.

III.A.1. Carte de phase et carte d'indice

La synthèse d'une lentille diffractive nécessite d'obtenir un plan équi-phase en sortie du composant pour la longueur d'onde de conception. Ceci se fait en compensant à l'aide des microstructures sub-longueur d'onde de la lentille le déphasage relatif entre les différents trajets incidents sur la lentille. Ainsi la lentille structurée n'est vue que comme un simple *processeur* de phase. La première étape consiste à déterminer la carte de phase $\Delta\varphi_{carte}$ du composant. Celle-ci traduit la distribution locale de la phase dans le plan incident de la lentille nécessitant une compensation.

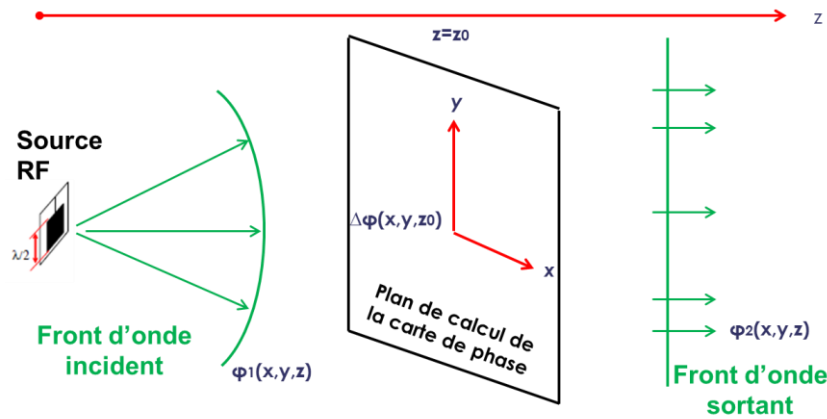


Figure 79 : Génération de la carte de phase du composant par calcul de la différence de phase dans un plan d'intérêt $z=z_0$.

L'obtention de cette carte de phase peut se faire de diverses manières. Lorsque la source RF est assimilée à une source ponctuelle, il suffit de déterminer dans le plan incident de la lentille, la phase qu'aurait l'onde sphérique incidente en provenance de la source, puis de fixer la distribution de phase désirée en sortie de ce plan. Ainsi la carte de phase correspond à la différence de phase effectuée localement entre les deux distributions de phase. Cette carte de phase est la base sur laquelle sont générés les éléments déphaseurs, ici les structures diélectriques sub-longueur d'onde. Dans le cas d'une fonction lentille, l'expression de la distribution de phase dans le plan incident est donnée par l'équation (III.5), dans laquelle F correspond à la distance focale de la lentille, x , y et z les coordonnées dans le repère cartésien de la Figure 79. Lorsque la source RF est plus complexe et ne peut être associée à un point source isotrope, il convient de résoudre en premier la propagation du champ électromagnétique depuis cette source complexe pour déterminer la phase du champ résultant dans le plan de calcul puis de procéder au calcul de la différence de phase.

$$\Delta\varphi(x, y, z_0)_{carte} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{F^2 + x^2 + y^2} - F \right) \text{ mod}[2\pi] \quad (\text{III.5})$$

Pour obtenir le composant à gradient d'indice permettant de réaliser la fonction de phase définie, la carte de phase $\Delta\varphi_{carte}$ du composant est convertie en carte d'indices effectifs $n_{eff_{carte}}$. Il s'agit d'une distribution d'indice dans le plan de calcul, donc en 2 dimensions. Cette conversion est effectuée en reformulant l'équation (III.4) pour la détermination de l'indice modulé :

$$n_{eff_{carte}} = n_{min} + \frac{\lambda}{2\pi H_{2\pi}} \Delta\varphi_{carte} \quad (\text{III.6})$$

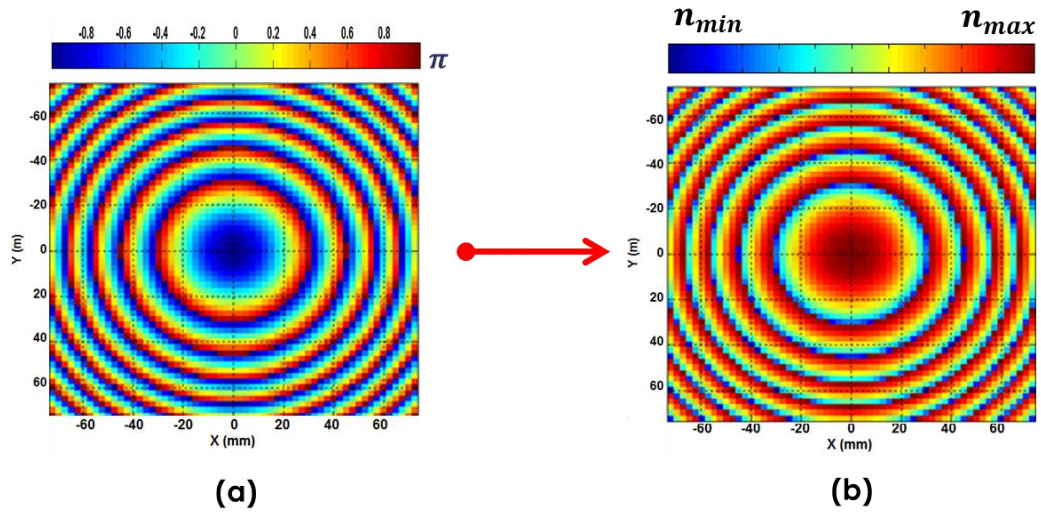


Figure 80 : Transformation d'une carte de phase (a) en carte d'indice (b) illustrée dans le plan d'entrée d'une lentille. Distributions associée à la lentille de focale $F = 61,34$ mm avec $n_{max} = 1,6$ et $n_{min} = 1$.

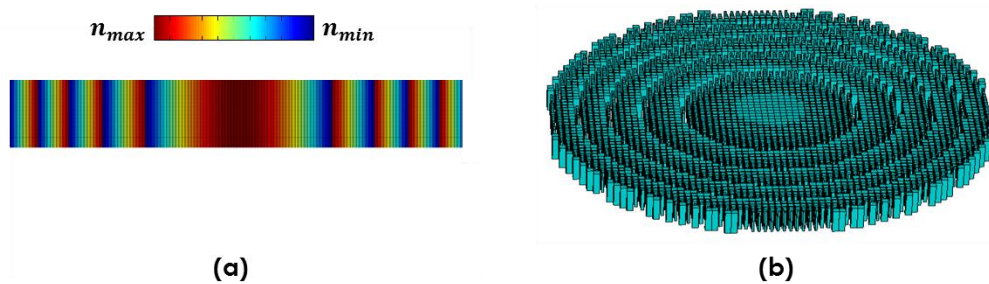


Figure 81 : Lentille mince avec piliers droits: (a) distribution d'indice dans un plan de coupe diamétral, (b) vue isométrique du composant structurée équivalent.

Le résultat de cette opération pour la lentille est présenté sur la Figure 80, et la lentille structurée équivalente est présentée sur la Figure 81. Cette méthode de synthèse a été utilisée pour obtenir les lentilles et prismes servant aux expériences numériques du chapitre II. Cependant comme on l'a vu lors de l'analyse des performances des antennes lentilles, notamment les performances sur la bande de fonctionnement, les résultats simulés ne sont pas en accord avec la prévision sur les éléments diffractifs présentant un maximum de performance à la longueur d'onde de conception ($\lambda_0 = 7,14$ mm). En effet, cette procédure de synthèse s'appuie sur l'utilisation de trajets droits qui évoluent dans la structure à l'image de ceux décrits dans le modèle du piston de phase. Ce type de trajet dans le composant ne rend pas compte du phénomène de propagation réel, par conséquent un composant conçu sur ce modèle de trajet ne peut avoir le fonctionnement optimal prévu pour un composant diffractif. Pour améliorer les performances, il est nécessaire d'identifier les causes à l'origine de la dégradation des performances.

III.A.2. Identifications des causes de dégradation des performances

La lentille structurée ne se comporte pas comme un élément de correction de phase avec des trajets optiques droits, sinon le modèle du piston de phase aurait suffi comme modèle de simulation rapide. Les effets de la propagation dans le volume modifient considérablement le front d'onde incident. On peut toutefois considérer le résultat issu du modèle du piston de phase comme un résultat préliminaire de la lentille recherchée. La Figure 82 présente les distributions du champ électrique dans l'ouverture de l'antenne calculées par le modèle MHFP et celui du piston de phase, et la Figure 83 présente les gains dans la bande restitués par ces deux modèles.

L'analyse de la différence entre les résultats de ces deux modèles permet d'identifier les causes qui dégradent les performances de la lentille structurée. Sur la distribution du champ électrique dans l'ouverture de l'antenne, la différence principale s'observe sur l'effet de zonage alors que sur l'évolution du gain en bande, les différences portent sur le décalage en bande ainsi que la différence des niveaux de gain.

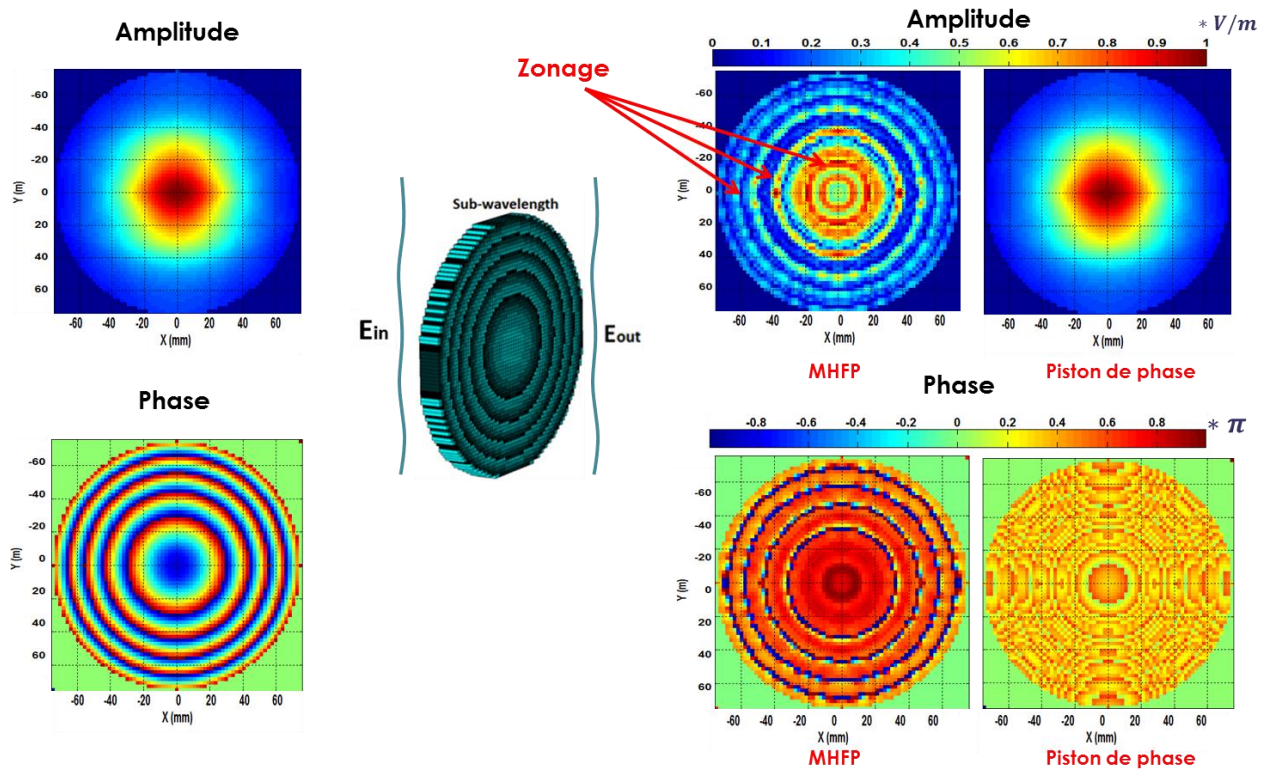


Figure 82 : Distributions du champ électrique dans l'ouverture de l'antenne calculées par le modèle MHFP et celui du piston de phase. Configuration à $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm

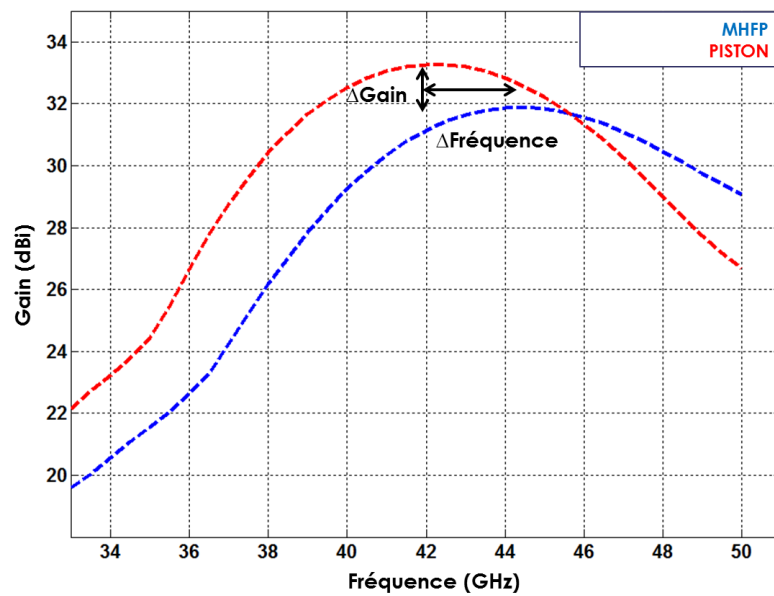


Figure 83 : Gains comparés dans la bande Q, calculée par MHFP et Piston de phase

Effet de zonage :

La première chose à relever en comparant la distribution de l'amplitude et de la phase, est l'effet de zonage observé dans le model MHFP (plus réaliste) par rapport à celui du piston de phase (idéal). Les conséquences de ce zonage sont une réduction de la surface équivalente de rayonnement de l'antenne. On introduit trois grandeurs permettant de quantifier l'efficacité dans l'ouverture de l'antenne. Ce sont l'efficacité dans la distribution d'amplitude (ε_{taper}), l'efficacité dans la distribution de phase (ε_{phase}), et l'efficacité d'illumination ($\varepsilon_{illumination}$) qui est aussi un produit de ε_{taper} par ε_{phase} . Elles dépendent de la valeur du champ électrique (E) en chacun des points de coordonnée (x, y) de l'ouverture (Σ). Ces efficacités sont définies à partir des formules suivantes :

$$\varepsilon_{taper} = \frac{1}{\Sigma} \frac{(\iint_{\Sigma} |E(x, y)| d\Sigma)^2}{\iint_{\Sigma} |E(x, y)|^2 d\Sigma} \quad (III.7)$$

$$\varepsilon_{phase} = \frac{|\iint_{\Sigma} E(x, y) d\Sigma|^2}{(\iint_{\Sigma} |E(x, y)| d\Sigma)^2} \quad (III.8)$$

$$\varepsilon_{illumination} = \frac{1}{\Sigma} \frac{|\iint_{\Sigma} E(x, y) d\Sigma|^2}{\iint_{\Sigma} |E(x, y)|^2 d\Sigma} \quad (III.9)$$

Le calcul de ε_{taper} dans l'ouverture de l'antenne restitue une valeur d'environ 64 % pour le MHFP et 71% pour le piston de phase. Cependant cette valeur de 71% du piston de phase est uniquement liée à la distribution d'amplitude due à l'illumination par une onde sphérique, si celle-ci était uniforme en entrée, l'efficacité aurait été de 100% avec le modèle du piston étant donné que celui-ci n'agit pas sur l'amplitude. Pour améliorer ε_{taper} sans modifier la source, il faut comprendre ce qui impacte le plus sur sa valeur. On a représenté sur la Figure 84 deux zones de gradient d'indice juxtaposées dans lesquelles on a tracé la contribution des différents trajets les plus importants. On a supposé que le rayonnement sur la face incidente présente une distribution uniforme en phase et amplitude. Le modèle MHFP est ensuite utilisé pour représenter la contribution interférentielle des différents trajets.

Pour chaque point de sortie, on ne prend que les 3 trajets les plus contributifs. Cette approximation garde son sens puisque le facteur d'obliquité utilisé dans le modèle MHFP décroît très vite par rapport à l'angle d'émission, ainsi les trajets potentiels vus sous un angle élevé ne contribuent que faiblement. On peut noter que dans les zones où le gradient est continu

(zone (a) dans la Figure 84), c'est-à-dire loin des discontinuités, les contributions des différents trajets sont quasiment en phase, ceci étant dû à la variation lente de l'indice de réfraction. Ainsi l'amplitude du champ reste quasi constante, alors que dans les zones proches des discontinuités, des interférences destructives sont présentes.

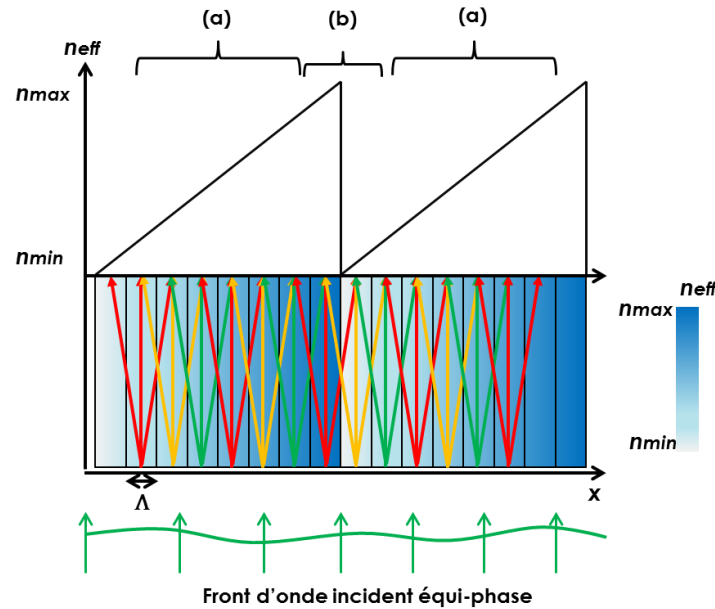


Figure 84 : Trajets du modèle MHFP appliqués dans un gradient d'indice discontinu : (a) zone où le gradient est continu, (b) zone de discontinuité du gradient.

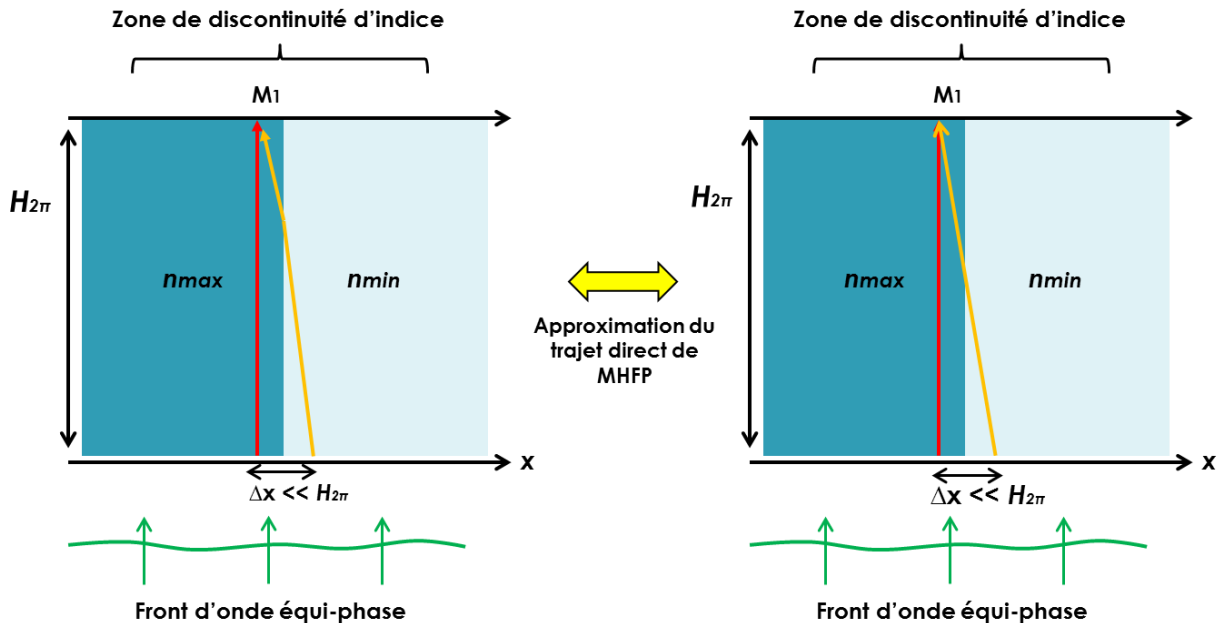


Figure 85 : Utilisation de l'approximation du trajet direct pour mettre en évidence une zone d'interférence destructive au voisinage de la discontinuité du gradient d'indice.

Cela peut être illustré en prenant 2 points de perturbation infiniment voisins de la zone de discontinuité, placés de façon symétrique par rapport à la discontinuité. De ces 2 points partent alors différents rayons, et on s'intéresse aux contributions de ces rayons en un point M_1 infiniment voisins de la zone de discontinuité du côté de l'indice le plus élevé n_{max} . La Figure 85 illustre l'expérience numérique. En M_1 sont reçues les contributions des rayons rouge et jaune en provenance des deux côtés de la discontinuité. Le rayon rouge subit une excursion de phase :

$$\Delta\varphi_{1rouge} = \frac{2\pi}{\lambda} H_{2\pi} n_{max} \quad (III.10)$$

On reçoit en ce même point la contribution du rayon jaune. Dans l'approximation du trajet direct faite dans le modèle MHFP, on remplace ce rayon jaune satisfaisant au principe de Fermat par un rayon jaune évoluant selon un trajet direct. Puisque les deux points de perturbation sont très proches de la discontinuité, avec Δx les séparant très petit par rapport à la hauteur $H_{2\pi}$, le trajet oblique de ce rayon ne sera que très faiblement incliné par rapport à l'axe de la structure. La distance parcourue par ce rayon peut dans ce cas être approximée par la hauteur $H_{2\pi}$. Ce trajet étant incliné et symétrique des deux côtés de la frontière implique que la quantité de matériau traversée dans l'indice n_{max} est identique à celle traversée dans l'indice n_{min} . Il en résulte que l'excursion de phase de ce trajet est égale à :

$$\Delta\varphi_{1jaune} = \frac{2\pi}{\lambda} H_{2\pi} \left(\frac{n_{max}}{2} + \frac{n_{min}}{2} \right) \quad (III.11)$$

Ainsi la différence de phase entre le rayon rouge et jaune devient

$$\Delta\varphi_{1rouge} - \Delta\varphi_{1jaune} = \frac{2\pi}{\lambda} H_{2\pi} \left(\frac{n_{max}}{2} - \frac{n_{min}}{2} \right) \quad (III.12)$$

Sachant que la hauteur $H_{2\pi}$ permet l'excursion de phase de 2π et est donc égale à $\lambda/(n_{max}-n_{min})$, il en résulte que la différence de phase entre les deux rayons est de :

$$\Delta\varphi_{1rouge} - \Delta\varphi_{1jaune} = \pi \quad (III.13)$$

Traduisant ainsi une interférence destructive dans cette zone et tout autour de celle-ci. Ces interférences destructives sont à l'origine de l'effet de zonage observé sur les résultats de

la lentille. Pour réduire les effets de ce zonage, une des techniques serait de diminuer l'épaisseur du gradient d'indice. En effet en réduisant l'épaisseur du gradient et en conservant la même distribution de gradient, l'angle d'incidence sous lequel se voient les deux trajets rouge et jaune aux discontinuités d'indice est plus élevé, ce qui a pour conséquence un plus faible couplage interférentiel entre les deux. Ce faible couplage est une conséquence de la rapide décroissance du facteur d'obliquité en fonction de l'angle dans un modèle MHFP.

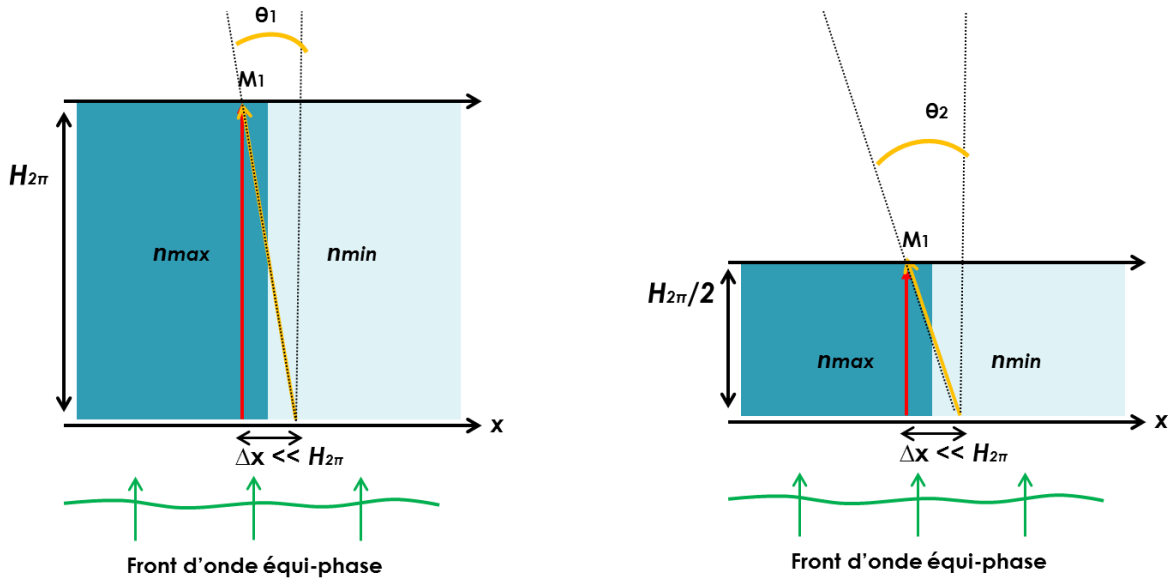


Figure 86 : Réduction du couplage interférentiel par diminution de la hauteur du gradient d'indice.

Or pour ce type de lentille diffractive à gradient d'indice, la réduction de l'épaisseur de la lentille ne s'obtient qu'en optant pour des différences d'indice de réfraction maximales plus importantes, ce qui est équivalent à utiliser un substrat diélectrique à plus fort indice de réfraction comme matériau de structuration. Dans les conditions où la nature du matériau est fixée, on ne peut donc pas réduire considérablement l'effet de zonage dans la distribution du champ.

Effet du décalage en bande vers les hautes fréquences

Le modèle du piston de phase simulant la lentille parfaite (sans effet de propagation dans le volume) prévoit une maximisation du gain d'antenne à la fréquence nominale de conception (42 GHz), alors que le modèle interférentiel MHFP le prévoit à une fréquence décalée vers les hautes fréquences associées à un élargissement de la bande passante.

Ce décalage en bande est dû au fait que le front incident sur la lentille arrive avec des angles d'incidence qui dépendent directement de l'éloignement de la source par rapport à la lentille. Dans la zone centrale de la lentille, le front incident arrive sous un faible angle d'incidence, la lentille qui est construite pour opérer la correction du front d'onde à la longueur d'onde nominale agit comme prévu et effectue la bonne compensation de phase pour cette fréquence. Quant aux zones éloignées de l'axe, l'inclinaison du front d'onde incident dans ces zones fait que celui-ci évolue en moyenne sur une trajectoire inclinée par rapport à l'axe des structures sub-longueur d'onde de la lentille. Ainsi cette inclinaison entraîne un déphasage supplémentaire entre les différents trajets qui modifie le déphasage total en sortie de composant par rapport à celui prévu. Sur la Figure 87 on illustre comment des trajets inclinés génèrent un déphasage supplémentaire en sortie par rapport à des trajets droits évoluant selon l'axe de la lentille. On note que le front d'onde résultant des trajets inclinés (en rouge) présente un angle avec celui attendu (en jaune).

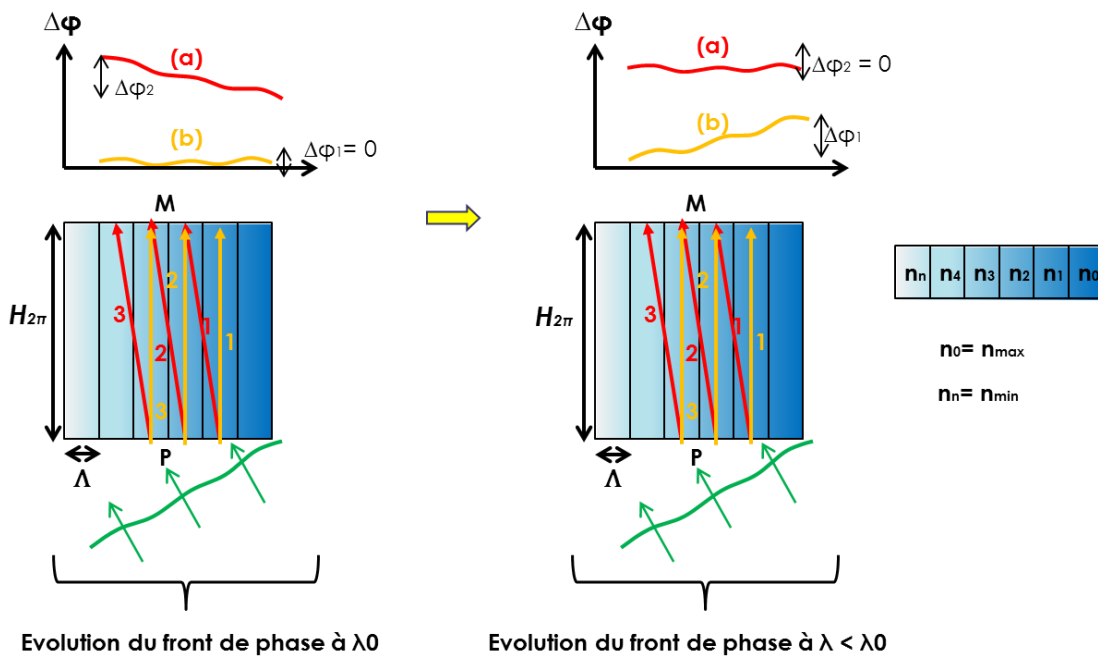


Figure 87 : Déphasage supplémentaire dû à l'inclinaison des trajets (rouge) : à λ_0 (gauche) le front rouge résultant est incliné, et à un $\lambda < \lambda_0$ celui résultant est plat. Le front jaune correspond au résultat obtenu en prenant des trajets droits non représentatifs de l'évolution réelle du front dans le composant.

On peut formuler mathématiquement ce qui se passe dans la Figure 87 en calculant la différence de marche optique entre deux trajets voisins évoluant soit de façon inclinée (rouge)

ou de façon droite (jaune). On considère pour cet exemple que la progression de l'indice de réfraction entre deux cellules voisines est linéaire, avec une décroissance de n_0 (indice du substrat) vers n_n (indice de l'air). Alors pour les trajets inclinés (1) et (2), on a :

$$PM_{1rouge} = \frac{1}{2}(n_1 + n_2)\sqrt{\Lambda^2 + H^2} \quad (\text{III.14})$$

$$PM_{2rouge} = \frac{1}{2}(n_2 + n_3)\sqrt{\Lambda^2 + H^2} \quad (\text{III.15})$$

$$\Delta PM_{1-2rouge} = \frac{1}{2}(n_1 - n_3)\sqrt{\Lambda^2 + H^2} \quad (\text{III.16})$$

En utilisant la relation de progression linéaire dans le gradient pour cet exemple, on a :

$$n_0 = n_1 + \Delta n = n_2 + 2\Delta n = n_3 + 3\Delta n = \dots = n_n + n\Delta n \quad (\text{III.17})$$

On peut réécrire l'équation (III.16) sous la forme suivante :

$$\Delta PM_{1-2rouge} = \frac{1}{2}(2\Delta n)\sqrt{\Lambda^2 + H^2} = \Delta n\sqrt{\Lambda^2 + H^2} \quad (\text{III.18})$$

En faisant la même démarche, on peut extraire la différence de trajet optique entre les deux trajets voisins évoluant en ligne droite :

$$PM_{1jaune} = Hn_1 \quad (\text{III.19})$$

$$PM_{2jaune} = Hn_2 \quad (\text{III.20})$$

$$\Delta PM_{1-2jaune} = H(n_1 - n_2) = H(\Delta n) \quad (\text{III.21})$$

Puis en calculant la différence entre les deux écarts des trajets optiques, on a :

$$\Delta PM_{1-2rouge} - \Delta PM_{1-2jaune} = \Delta n(\sqrt{\Lambda^2 + H^2} - H) > 0 \quad (\text{III.22})$$

Il en résulte que l'écart correspondant aux trajets inclinés est toujours supérieur aux trajets droits dans ce type de configuration où la distribution d'indice est monotone

décroissante. Ce calcul a été effectué dans le cas particulier d'une inclinaison correspondant au passage d'un pilier à son voisin, mais ce type de calcul est généralisable pour toute autre inclinaison et permet de montrer que pour des structures droites subissant un trajet incliné, le déphasage résultant est toujours différent de celui prédit. Ainsi, si la distribution d'indice était prévue pour obtenir un front équi-phase à la longueur d'onde nominale par compensation des écarts de phase du front incident, cela n'est plus le cas et le front résultant en sortie a une inclinaison différente de celle prévue à cette même longueur d'onde.

Pour les longueurs d'onde plus faibles, le front résultant tend vers un front équi-phase en sortie du composant, ce qui a pour conséquence d'améliorer la focalisation et donc le gain d'antenne à ces longueurs d'onde plus petites. Cet effet agit comme un effet compensatoire par rapport à la dégradation imposée par le composant diffractif sur toute autre longueur d'onde que celle nominale de conception, et cet effet n'est compensatoire que pour les longueurs d'onde plus faibles pour la configuration illustrée sur la Figure 87, donc pour les fréquences au-dessus de la fréquence nominale de conception. C'est ce qui explique la remontée du gain sur les hautes fréquences.

Une autre conséquence de ces trajets inclinés est qu'ils dégradent aussi l'efficacité de phase en passant de par leur inclinaison d'une zone à une autre zone. La zone d'interférence destructive autour de la discontinuité d'indice s'élargit pour les fronts d'onde inclinés par rapport à l'axe de la lentille. Ces différents trajets inclinés passant d'une zone à l'autre ne sont plus en phase avec les trajets évoluant loin de la discontinuité, ce qui dégrade sérieusement l'efficacité de phase.

Pour améliorer les performances du composant, il faudrait réduire la contribution des différents effets concourant à dégrader l'efficacité de phase à la fréquence nominale de conception. Pour cela, on a supposé que la direction des trajets évoluant dans le gradient d'indice est peu sensible à la distribution d'indice local. Par cette hypothèse, on impose une direction constante d'évolution du front d'onde dans le gradient d'indice. Pour que le déphasage dans le gradient d'indice avec une direction inclinée soit équivalent à celui obtenu pour une direction droite, il suffit d'égaliser les déphasages entre deux trajets voisins inclinés et droits.

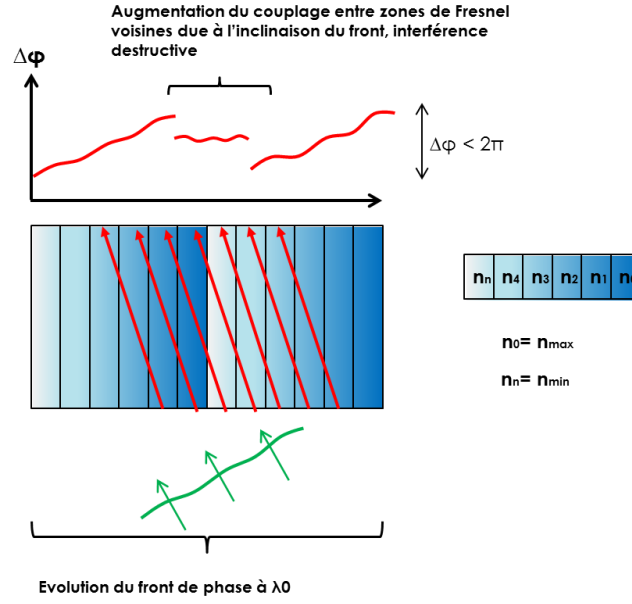


Figure 88 : Effet de l'inclinaison des trajets sur la largeur de la zone perturbée par des interférences destructives.

En considérant le calcul réalisé précédemment entre les trajets inclinés (rouge) et droits (jaune), puis en découplant le Δn subi par les deux couples de trajet (rouge et jaune) dans les équations (III.18) et (III.21) respectivement, on réécrit la condition d'équivalence :

Pour les trajets rouges :

$$\Delta PM_{1-2rouge} = \Delta n_{incliné} \sqrt{\Lambda^2 + H^2} \quad (III.23)$$

Pour les trajets jaunes :

$$\Delta PM_{1-2jaune} = \Delta n_{droit} H \quad (III.24)$$

Ainsi la différence devient :

$$\Delta PM_{1-2rouge} - \Delta PM_{1-2jaune} = \Delta n_{incliné} (\sqrt{\Lambda^2 + H^2}) - (\Delta n_{droit} H) \quad (III.25)$$

En égalisant cette équation (III.25) à 0, on peut extraire le $\Delta n_{incliné}$ à appliquer dans un milieu où l'onde évolue avec une direction moyenne inclinée

$$\Delta n_{\text{incliné}} = \frac{\Delta n_{\text{droit}} H}{\sqrt{\Lambda^2 + H^2}} < \Delta n_{\text{droit}} \quad (\text{III.26})$$

On tire de cette équation que le gradient d'indice doit donc être plus faible que celui généré pour une incidence normale. Ce raisonnement suppose aussi que les deux trajets inclinés voisins voient le même gradient tout au long de leur progression. Ceci n'est pratiquement possible qu'en maintenant localement la distribution d'indice autour de ces deux trajets tout au long de leur évolution entre la face d'entrée et la face de sortie. Concrètement, cela se fait en décalant progressivement la distribution d'indice. Ce décalage progressif va par la même occasion réduire les effets de passage des trajets inclinés d'une zone de gradient d'indice à une autre.

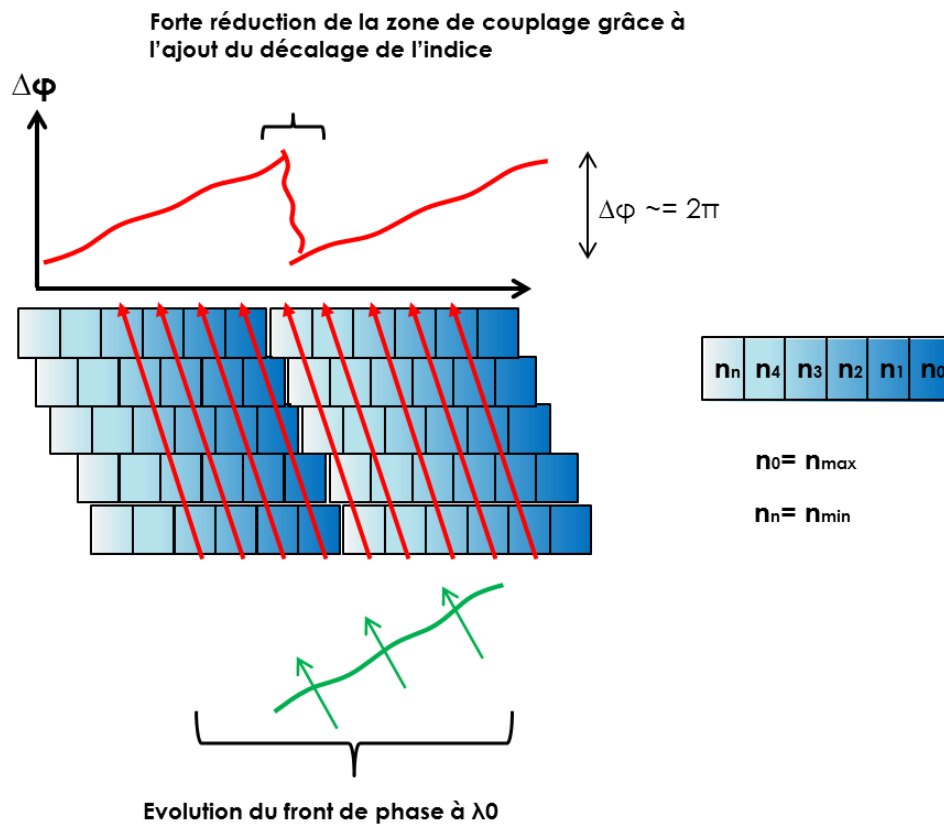


Figure 89 : Ajout d'un décalage de l'indice progressif pour réduire la taille de la zone concernée par des interférences destructives.

Le décalage progressif de l'indice effectif dans le volume associé au codage du bon gradient d'indice entraîne une amélioration de l'efficacité de phase à la fréquence nominale de conception, ce qui repositionne le maximum de gain dans la bande autour de la fréquence nominale.

III.B. Synthèse directe pour composant volumique

Pour prendre en compte le décalage progressif de l'indice dans le volume, une synthèse de composant s'appliquant dans tout le volume du composant est nécessaire. Pour cela, on réalise une carte de phase dans le volume à partir d'une technique holographique. L'hologramme dans le volume réalisé est présenté sur la Figure 90. L'opération mathématique pour l'obtenir est décrite par l'équation (III.27) :

$$H(P) = \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} OP\right) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} O_{inf}P\right) \quad (III.27)$$

Il s'agit d'une interférence sans prise en compte de la distribution d'amplitude de la source, c'est une opération entièrement portée par la phase. Le terme OP désigne la distance entre la source O (représentant la source RF) et un point P du volume du composant. Le terme $O_{inf}P$ désigne la distance entre le point source à l'infini O_{inf} du front sortant et le point P du volume. C'est la phase de l'hologramme $H(P)$ qui est représentée sur la Figure 90.

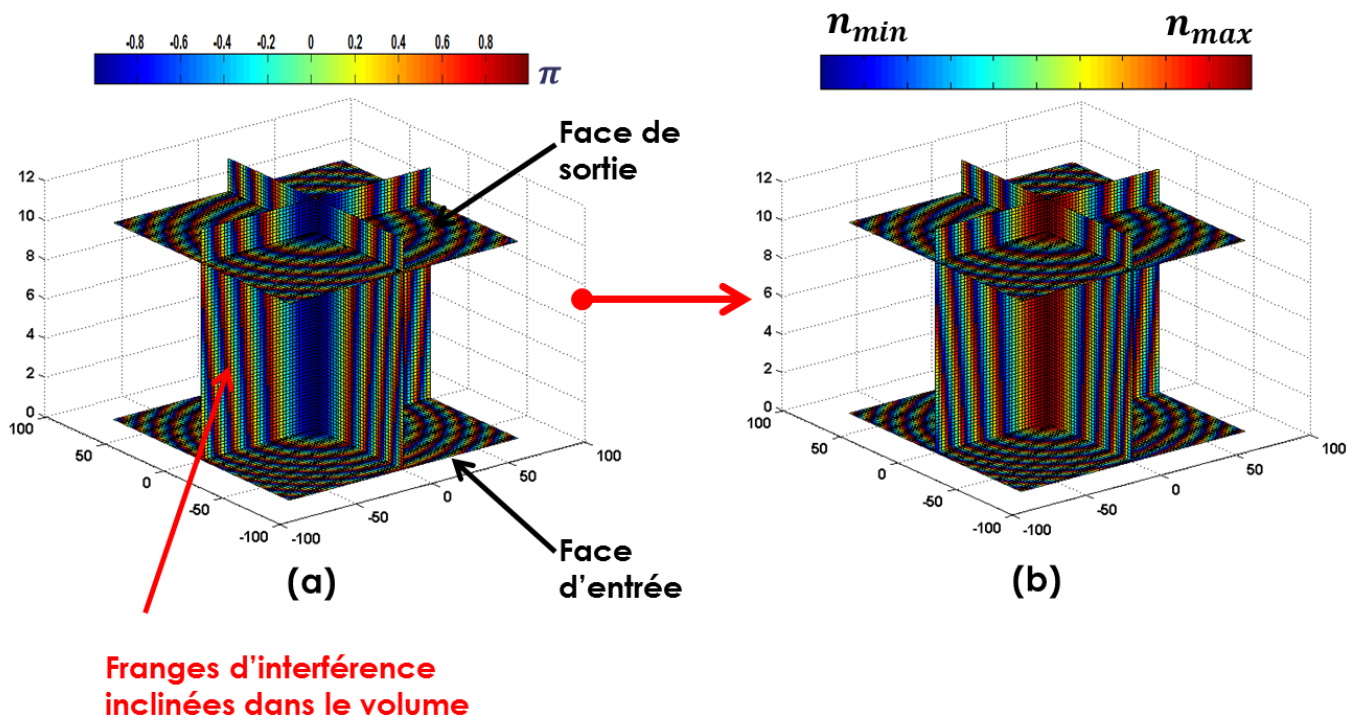


Figure 90 : (a) Carte de phase dans le volume obtenue par interférence des fronts d'onde sortant et entrant dans la lentille. (b) carte d'indice équivalente dans le volume.

Le composant généré à partir de cette méthode de synthèse holographique est présenté sur la Figure 91.

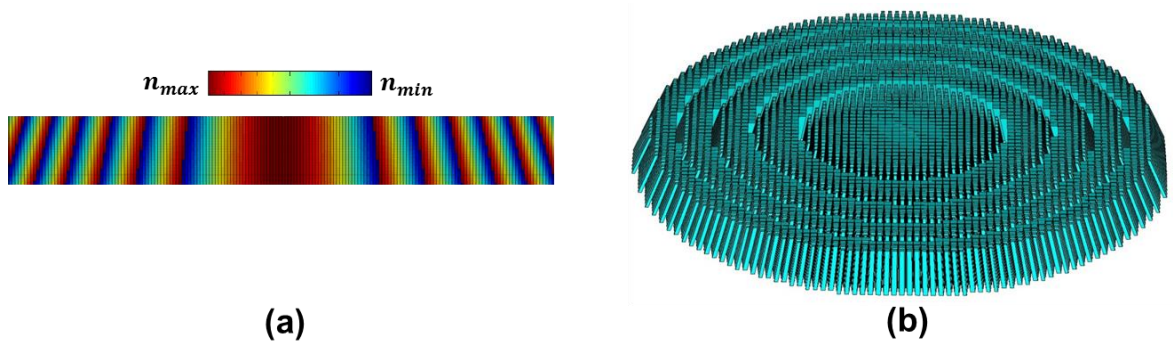


Figure 91 : Lentille volumique à piliers inclinés : (a) distribution d'indice dans un plan de coupe diamétrale, (b) vue isométrique du composant structuré équivalent.

III.B.1. Comparaison de la synthèse volumique et mince.

Pour évaluer la différence entre les synthèses mince et volumique, les antennes lentilles structurées de ces deux approches ont été simulées dans l'environnement de calcul du *solveur* temporel de CST. La Figure 92 montre les diagrammes de rayonnement dans les plans E et H comparés, et La Figure 93 compare les comportements en bande.

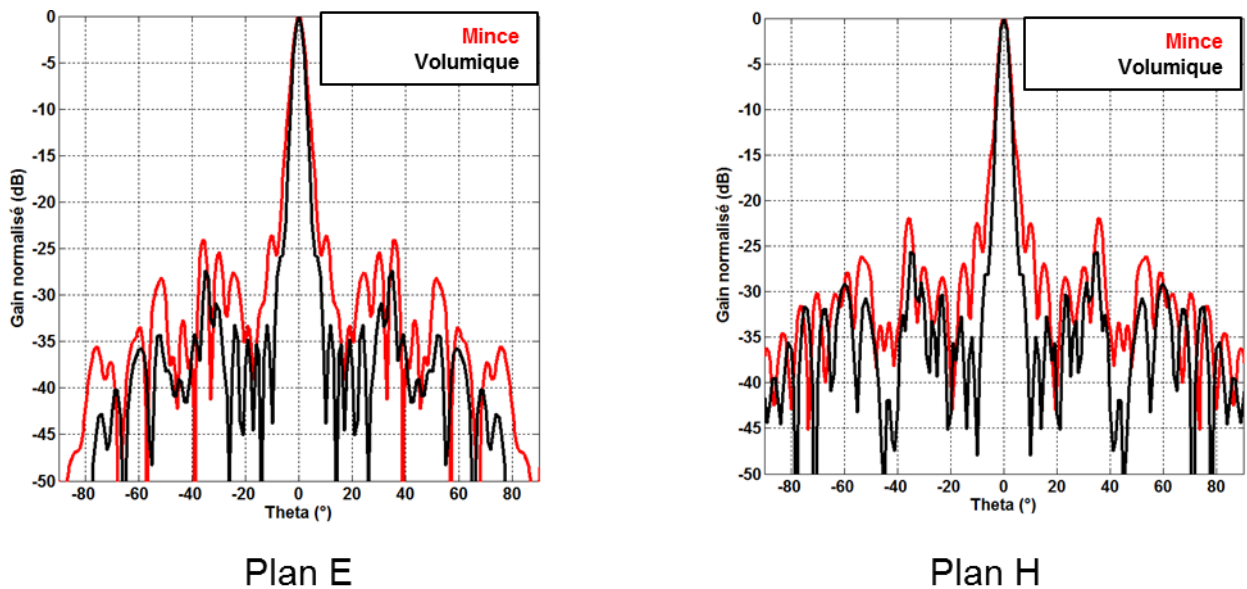


Figure 92 : Comparaison des diagrammes de rayonnements calculés par CST entre les lentilles mince et volumique à la fréquence nominale de 42 GHz.

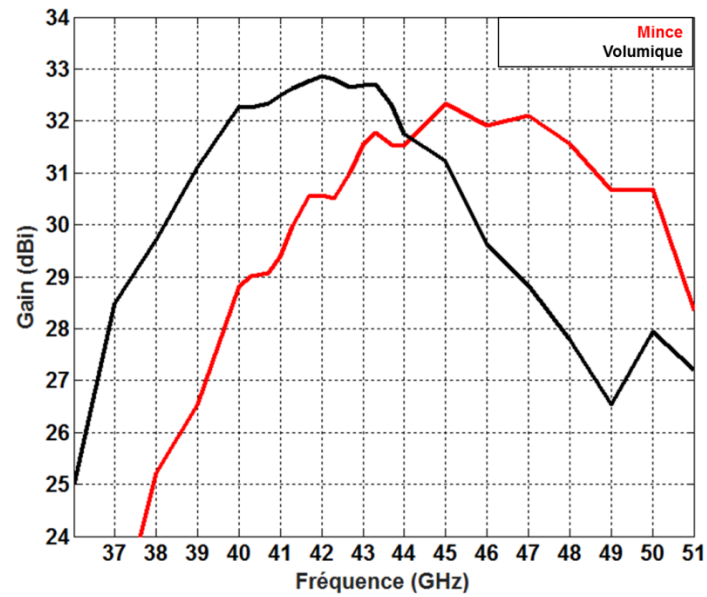


Figure 93 : Gains comparés avec CST dans la bande Q entre les lentilles mince et volumique.

On observe une remontée des lobes secondaires de la lentille volumique plus faible que sur la lentille classique avec -3 dB sur le lobe à 38° et -6 dB sur celui de 51°. Sur le comportement en bande, on note que la bande est désormais centrée autour de la fréquence nominale de 42 GHz. L'augmentation du gain maximal dans la bande est de 0,53 dB par rapport à la lentille mince. Le comportement de la lentille volumique tend vers le comportement recherché pour un composant diffractif, à savoir maximiser ses performances à la fréquence nominale de conception.

III.C. Synthèse par optimisation

La synthèse par un hologramme dans le volume restitue des résultats proches d'une structure idéale de lentille diffractive (recentrage de la bande et maximum de gain sur la fréquence nominale). Afin de savoir si on peut encore améliorer les performances avec cette approche structurée, il convient de procéder à une optimisation. La rapidité et la précision du modèle de calcul MHFP développé dans le chapitre II sont mises à profit pour mener cette optimisation.

L'optimisation d'une structure dépend de l'objectif ciblé. Les antennes que l'on étudie sont des antennes à fort gain utilisées principalement pour des liaisons longues portées telles que les communications satellitaires et les communications point à point. La maximisation du gain est recherchée pour améliorer le service fourni par l'antenne dans ce type de

fonctionnement. La structure que l'on souhaite optimiser est le dispositif d'antenne lentille structurée dans la configuration où le volume d'encombrement est contraint avec $L = 73$ mm de longueur, $D = 150$ mm de diamètre, $F = 64,3$ mm de focale, à la longueur d'onde nominale $\lambda_0 = 7,14$ mm. On peut comprendre cette contrainte comme imposée par un intégrateur, qui demanderait de lui fournir l'antenne lentille structurée intégrable dans le volume qu'il définirait en fonction d'autres contraintes. On suppose pour cette optimisation que la nature de la source RF est connue, sans possibilité de la modifier, il s'agit ici de la source cornet large bande utilisée dans l'élaboration du modèle. L'objectif est de maximiser le gain de l'antenne, le seul élément sur lequel on peut alors agir est sur la lentille structurée, notamment la distribution optimale de microstructure de cette lentille permettant de maximiser le gain de l'antenne.

Toute optimisation est caractérisée par un objectif et un coût. Une optimisation efficace permet de rapidement tendre vers la solution optimale avec le moins d'essais possibles. Outre l'algorithme d'optimisation, ce qui va le plus impacter la durée du calcul est le nombre de degrés de libertés utilisés. La lentille accueille 5071 structures (71×71), ce qui en fait autant de degrés de liberté utilisables. Pour cette lentille, on ne dispose que de la symétrie par rotation d'ordre 4 pour réduire ce nombre de degré de liberté. Or, tenter une optimisation avec un grand nombre de degrés de liberté est trop coûteux en temps de calcul. Il est alors nécessaire de procéder à une réduction de ce nombre de degrés de liberté. Cela peut se faire en identifiant un nombre restreint mais suffisant de paramètres.

III.C.1. Choix des degrés de liberté

L'utilisation du modèle MHFP comme outil de calcul impose de décrire le composant structuré dans le formalisme d'une distribution d'indice de réfraction effectif, ainsi les degrés de liberté sur la forme et le remplissage sont remplacés par ceux portant sur l'indice effectif. Dans les conditions où on peut assimiler la source RF à une source ponctuelle (Figure 94), située sur l'axe optique de la lentille, le front d'onde incident sur la lentille est assimilable à une portion de sphère prenant sa source au centre de phase de la source RF. On peut alors y associer, dans un plan de calcul déterminé, la carte de phase nécessaire à la fonction lentille.

$$\Delta\varphi(\rho, F) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\sqrt{F^2 + \rho^2} - F \right) \text{ mod}[2\pi] \quad (\text{III.28})$$

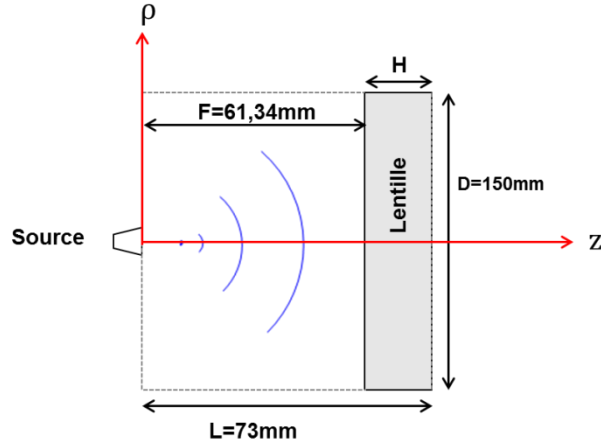


Figure 94 : Vu en coupe de la configuration antenne lentille. La source est approximée par une source ponctuelle.

Cette carte de phase est associée à une distribution d'indice équivalente :

$$n_{eff}(\rho, F) = n_0 + \frac{F - \sqrt{F^2 + \rho^2}}{H} + \frac{(k - 1)\lambda_0}{H} \quad (\text{III.29})$$

Avec $H = \frac{\lambda_0}{n_0 - 1}$ la hauteur de la lentille, F la distance focale, λ_0 la longueur d'onde de conception, $n_0 = 1,61$ est l'indice du substrat utilisé pour la structuration et correspond ici à la valeur maximale $n_{eff_{max}}$ de l'indice de réfraction accessible. La valeur minimale ($n_{eff_{min}} = 1$) est celle de l'air qui constitue le milieu ambiant. Le nombre k est un nombre entier constant dans chaque zone de gradient d'indice, avec $k = 1$ pour la zone centrale. Pour des raisons de symétrie, on utilise un repère cylindrique (ρ, θ, z) , avec ρ la distance radiale et z l'évolution dans la direction axiale.

Pour ρ et λ_0 fixés, le seul degré de liberté restant dans l'attribution de l'indice de réfraction est F . On peut donc utiliser ce degré de liberté pour faire varier la distribution d'indice sur le plan d'entrée de la lentille. La Figure 95 montre la distribution d'indice dans une tranche diamétrale pour 2 valeurs différentes de F . On note qu'une variation de F modifie la taille et la position des zones de gradient d'indice. Pour cette figure, aucune variation de la distribution d'indice dans la profondeur du composant n'est prise en compte.

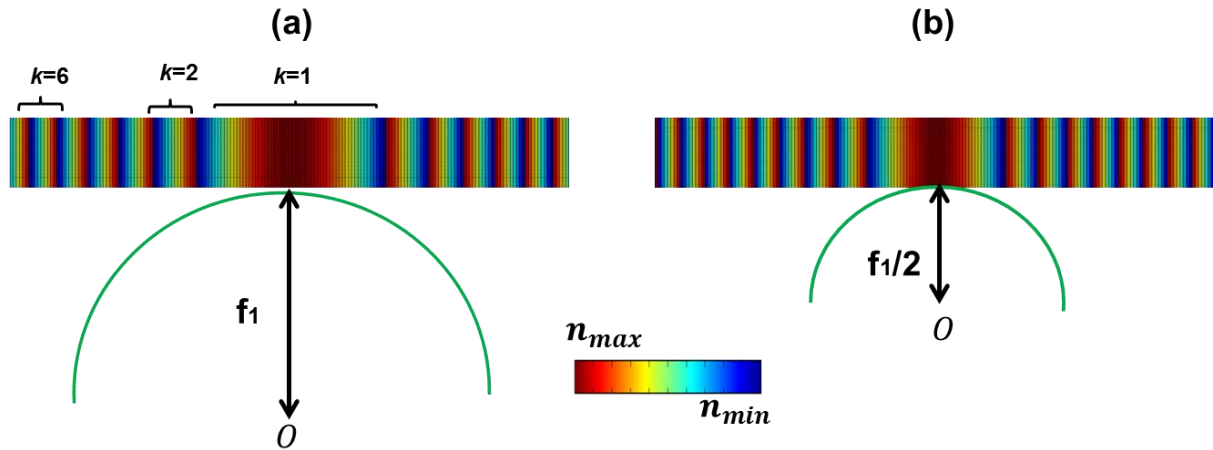


Figure 95 : Influence du paramètre focale F sur la distribution d'indice. (a) pour $F = f_1$. (b) pour $F = f_1/2$. Avec $f_1 = 61,34$ mm la valeur correspondant à la focale de référence de la lentille.

On a aussi vu qu'il était nécessaire de prendre en compte les effets de l'angle d'incidence en décalant progressivement l'indice effectif lors de la progression de l'onde dans la profondeur de la lentille. En effet, l'onde évoluant à partir de la source RF vers la structure diffractive subit une première réfraction brusque à la rencontre du matériau diélectrique, Cette réfraction va modifier une première fois la direction d'évolution initiale dans la structure. Le front d'onde évolue alors dans la structure de manière inclinée par rapport à l'axe de la lentille. Il convient ainsi de décaler progressivement l'indice effectif en fonction de l'angle d'incidence. Les zones les plus éloignées de l'axe devront être plus inclinées que celle du centre vu qu'elles sont soumises à des angles d'incidences plus élevés. Pour piloter l'ensemble de ces décalages à l'intérieur du composant avec le moins de paramètres possibles, on introduit un point O_1 placé sur l'axe de la lentille. Ce point est utilisé comme centre de projection de l'indice généré en entrée du composant. Ainsi lorsque ce point est proche de la lentille, le décalage dû à la projection est important alors que lorsqu'il s'éloigne, celui-ci se réduit. Un cas particulier se produit lorsque ce point est projeté à l'infini, alors les résultats de projection sont si faibles que le décalage n'existe plus. C'est donc la distance I de ce point placé dans l'axe optique par rapport au plan d'entrée de la lentille qui est prise comme second degré de liberté pour piloter le décalage de l'indice de réfraction lors de l'évolution dans le volume. La Figure 96 illustre les effets de ce décalage en modifiant la valeur de I .

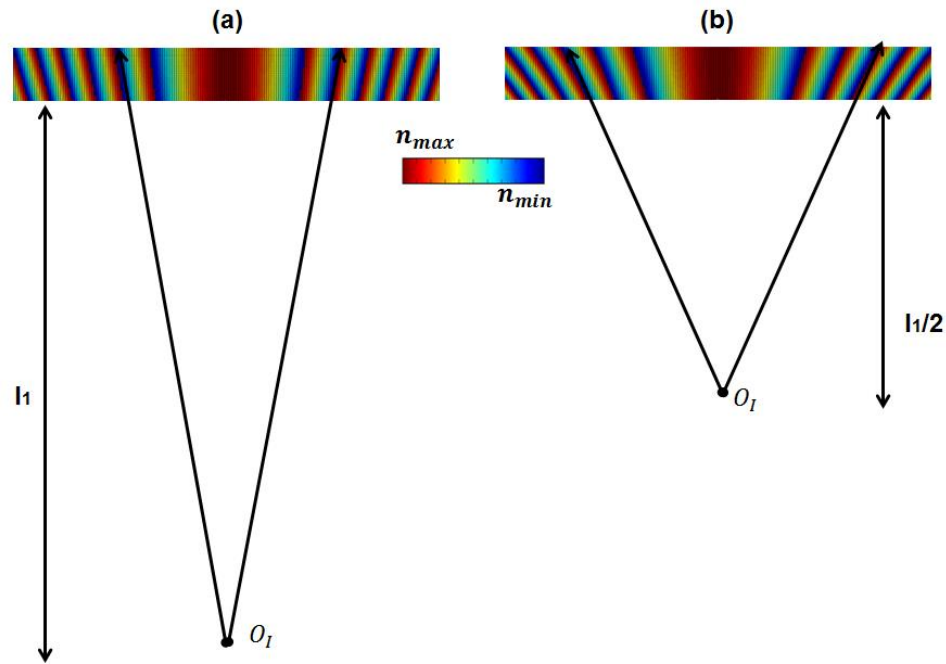


Figure 96 : Influence du degré de liberté I (distance de positionnement du centre de projection O_1 sur la distribution d'indice dans le volume. (a) pour $I = I_1$. (b) pour $I = I_1/2$. Avec $I_1 = 122,68$ mm pour cette illustration. Projection dans le volume est faite à partir d'une distribution d'indice sur la face d'entrée générée pour le paramètre $F = 61,34$ mm, cette valeur correspond à la focale de référence de la lentille.

La distribution d'indice dans une zone k est localement assimilable à un gradient d'indice, or tout gradient d'indice peut agir sur la courbure progressive du front d'onde. Pour des épaisseurs de l'ordre de la longueur d'onde cet effet de courbure reste faible, cependant pour rester le plus général possible, on a intégré cette possibilité de courbure comme degré de liberté. Pour prendre en compte cette courbure progressive de la direction de l'onde, on introduit un paramètre ΔI pour générer des effets de courbure. Pour comprendre comment agit ce troisième paramètre, il faut se rappeler qu'en fixant une valeur au paramètre I , la projection de l'indice se fait de manière rectiligne dans le volume. Cependant, si on décompose la distribution d'indice dans la profondeur selon plusieurs tranches, et que lors du calcul de la projection dans chacune des tranches, on modifie progressivement la position du centre de projection O_1 , ce qui revient à modifier la valeur de I , il en résulte une courbure progressive de l'indice à la place de l'évolution rectiligne lorsque I ne varie pas. L'effet final de courbure observable dépend alors des deux valeurs limites de I associées à la face incidente et à la face sortante. Ainsi c'est la variation ΔI de la distance du centre de projection qui constitue le troisième degré de liberté.

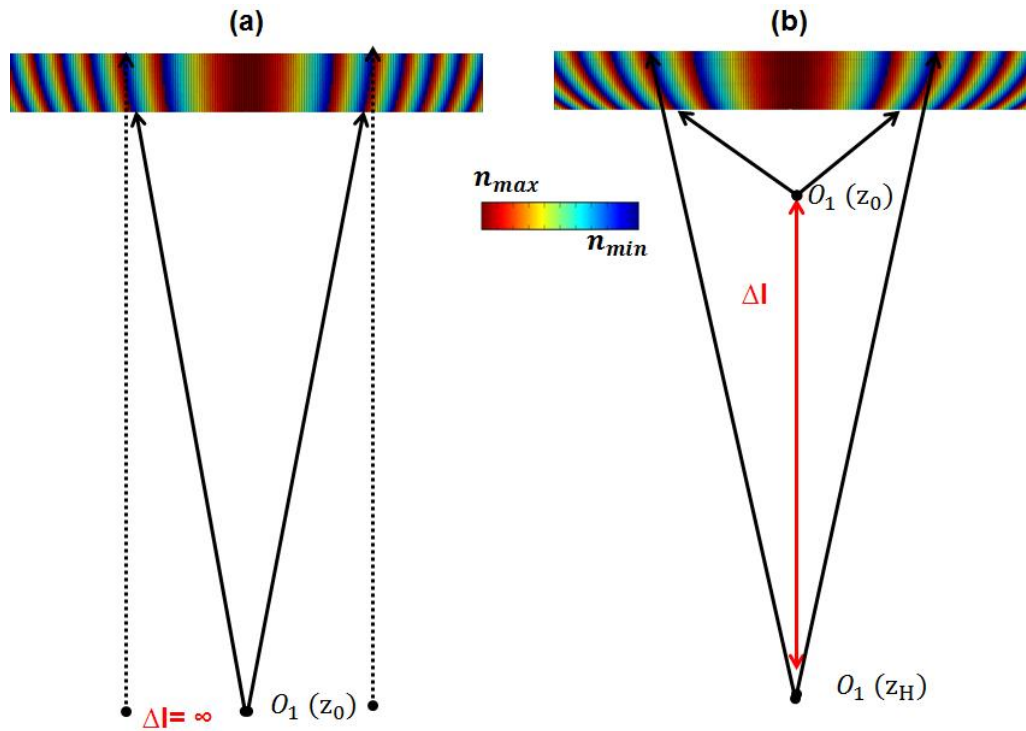


Figure 97 : Influence du paramètre ΔI sur la variation de la distance du centre de projection O_1 . (a) pour $\Delta I = \text{infini}$ avec $I = 122,68$ mm pour la face incidente. (b) pour un $\Delta I = 92,01$ mm avec $I = 30,67$ mm pour la face incidente. La distribution d'indice sur la face d'entrée est générée pour $F = 61,34$ mm, la valeur correspondant à la focale de référence de la lentille.

Lorsque l'inclinaison est prise en compte, il faut nécessairement compenser les déphasages résultant de cette inclinaison. En effet, on a déjà relevé dans la phase d'analyse des effets de décalage en bande qu'il fallait réduire la valeur Δn du gradient d'indice local vu par deux trajets voisins évoluant de façon inclinée par rapport à une configuration équivalente dans laquelle ces deux trajets évoluent de façon droite. Ceci a été formalisé par l'équation (III.26).

Pour ajuster ce gradient de manière générale, il est possible de varier légèrement le profil d'indice codé sur la face incidente du composant, cet indice étant celui décalé ensuite par projection. On pourrait introduire à ce niveau plusieurs paramètres dépendant du positionnement de la zone de gradient d'indice par rapport à l'axe de la lentille. Mais pour cet exemple, un seul paramètre est introduit, ce dernier est choisi de manière à être apte à agir sur le gradient d'indice Δn dans toutes les zones. Pour ce faire, on utilise le paramètre du facteur de remplissage. En effet l'équivalence entre le milieu structuré décrit par son facteur de remplissage et le milieu d'indice effectif vu dans le chapitre II permet d'utiliser une carte de remplissage pour décrire un composant. La carte de remplissage contient des informations comprises entre 0 et 1. En élevant à une puissance positive les valeurs contenues dans la carte

de remplissage, on modifie le profil résultant de la distribution d'indice sans changer les bornes aux frontières qui restent toujours 0 et 1. On peut donc de cette façon manipuler légèrement le profil d'indice dans une zone, cela afin de réduire le gradient d'indice local Δn ou de l'augmenter selon les besoins, en l'occurrence ici on s'intéresse à le réduire.

On introduit pour cela le paramètre P qui correspond à la puissance à laquelle les valeurs contenues dans la carte de remplissage sont élevées. La Figure 98 illustre l'influence de ce paramètre sur la variation du profil d'indice. On peut remarquer que ce paramètre n'influe pas sur la taille des zones de gradient d'indice (donc leur frontière), mais seulement sur le profil d'indice entre le début et la fin d'une zone.

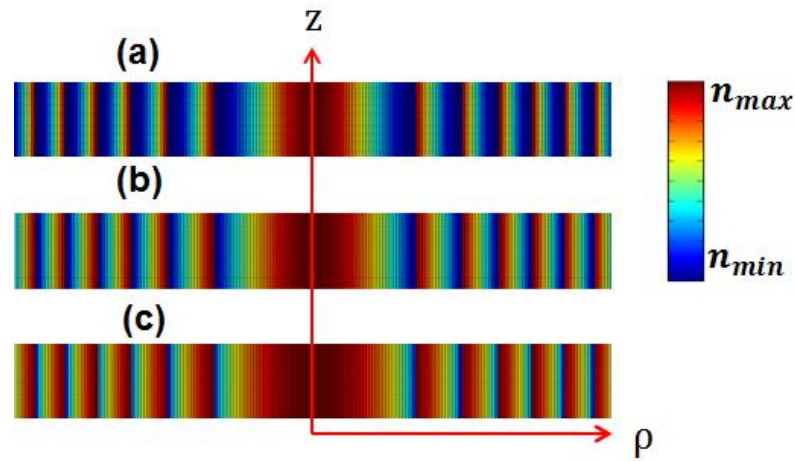


Figure 98 : Influence du paramètre P . (a) $P = 2$ fait décroître rapidement le profil d'indice vers les valeurs n_{min} , (b) $P = 1$ aucune modification, (c) $P = 0,5$ fait maintenir le profil d'indice plus longtemps sur des valeurs proches de n_{max} . La distribution d'indice sur la face d'entrée est générée pour $F = 61,34$ mm, la valeur correspondant à la focale de référence de la lentille.

Les 4 paramètres présentés sont suffisants dans le cas de la lentille pour pouvoir modifier la distribution d'indice dans le composant afin de corriger les effets du décalage en bande précédemment expliqués.

III.C.2. Routine d'optimisation et résultats

Les 4 degrés de libertés décrits précédemment sont introduits dans une routine d'optimisation. Cette routine recherche les paramètres optimaux qui maximisent le gain dans l'axe de l'antenne lentille à la fréquence nominale de 42 GHz. Une configuration maximisant le gain à cette fréquence doit logiquement permettre de recentrer la bande. La routine d'optimisation utilise la fonction « fminsearch » de Matlab, cherchant à minimiser une

grandeur égale à l'opposé du gain d'antenne exprimé en dB à la fréquence nominale. Le calcul du gain est effectué par le modèle MHFP. La copie du script de la routine est :

```
%_routine_d'optimisation_Matlab
fun = @calculgain_MHFP;

% x0 = [F,I,deltaI,P]; % paramètres contenus
%      dans le vecteur d'initialisation
x0 = [70,30,0,1]; %vecteur d'initialisation

options = optimset('Display','iter');

x= fminsearch(fun,x0,options);
```

L'exécution du calcul a été effectuée sur une machine de calcul disposant de 3 cœurs de calcul sous la dénomination : Intel R core (TM) i3-4160. Cette machine est cadencée à 3.6 GHz et dispose de 4.00 GB de mémoire vive. Le calcul a nécessité 3 heures 30 minutes. Le vecteur de sortie restitué correspond à : $F = 61,63$ mm ; $I = 156,81$ mm ; $\Delta I = 154,69$ mm et $P = 0,86$. La distribution d'indice et la lentille équivalente sont présentées sur la Figure 99.

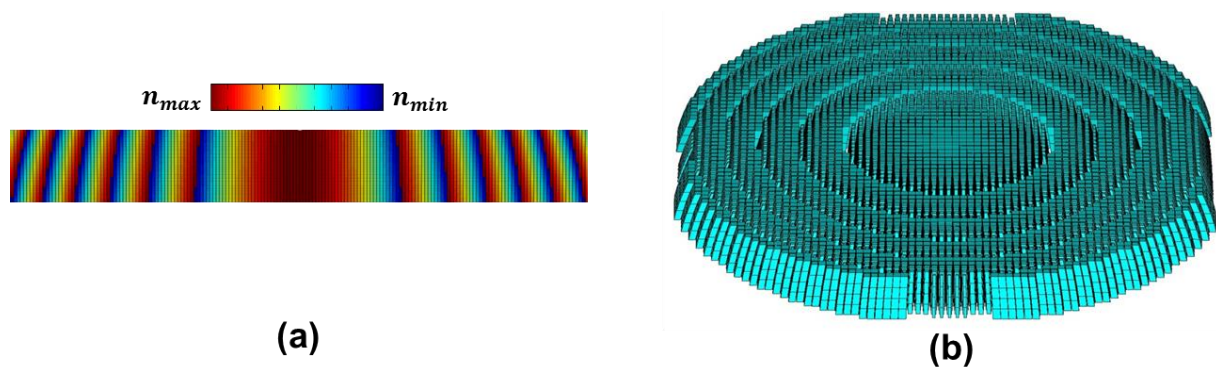


Figure 99 : Lentille optimisée à piliers légèrement courbés : (a) distribution d'indice dans un plan de coupe diamétrale, (b) vue isométrique du composant structuré équivalent.

III.C.3. Comparaison des lentilles optimisée et mince.

Les lentilles optimisée et mince ont été intégrées dans l'environnement de calcul du solveur temporel de CST pour une simulation complète. Les deux composants ont ensuite été fabriqués puis leur gain a été mesuré dans la bande de fréquence Q. La Figure 100 montre le comportement en bande des deux structures testées. Sur cette figure, on a les résultats du modèle MHFP utilisé pour effectuer l'optimisation, ceux calculés par CST et enfin ceux mesurés.

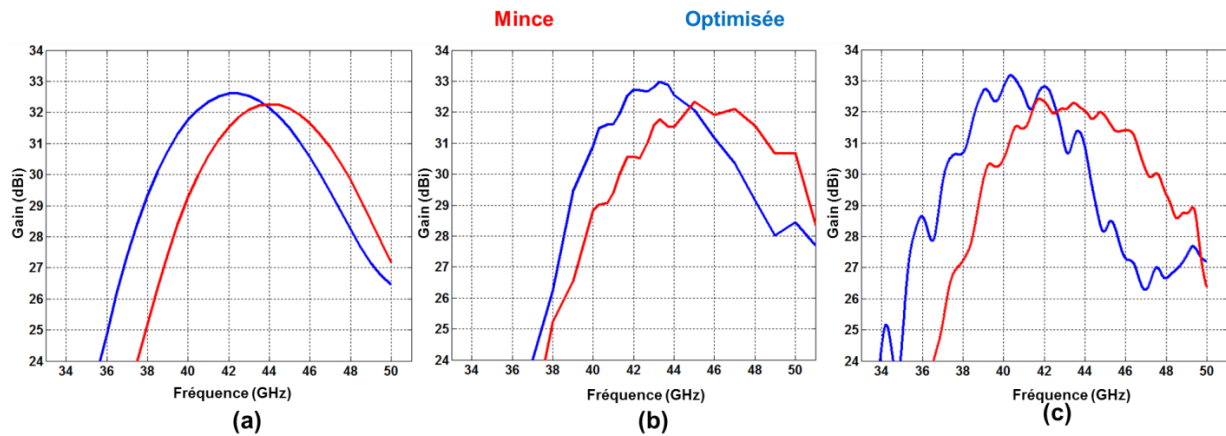


Figure 100 : Gains comparés dans la bande Q entre la lentille mince (rouge) et la lentille optimisée (bleu). (a) simulé avec le modèle MHFP, (b) simulé sur CST, (c) Mesuré.

La valeur du maximum de gain mesuré dans la bande est de 0,7 dB plus grand dans la lentille optimisée par rapport à la lentille mince. On perçoit sur les 3 tracés une augmentation du gain dans la bande en passant de la lentille mince vers celle optimisée. L'optimisation par le modèle MHFP montre une maximisation du gain centré sur la fréquence nominale de 42,2 GHz, gain qui était sur la lentille mince centré sur 44 GHz. Ce décalage de l'ordre de 1,8 GHz sur la bande ainsi que la remontée du gain s'observent aussi sur la simulation CST où l'on passe de 45 GHz à 43,3 GHz (décalage de 1,7 GHz), il en est de même pour la mesure où l'on passe de 41,9 GHz à 40,3 GHz (décalage de 1,6 GHz). Les valeurs des différents décalages restent proches.

On a toujours cette différence de position du gain maximal restitué par CST, le modèle MHFP, et la mesure. Cette différence qu'on appelle *offset* a déjà été relevée dans la phase de validation du modèle MHFP.

Par comparaison à la mesure, CST présente un résultat trop décalé vers les hautes fréquences. Ceci peut être dû aux phénomènes de dispersions numériques dans les schémas de type spatio-temporel comme la FIT ou la FDTD. Ce qui peut déformer le front d'onde résultant après traversée de la lentille. Cette déformation génère par conséquent des erreurs sur les résultats dans la bande de fréquence.

L'*offset* du modèle MHFP par rapport à la mesure est lié en partie à un défaut dans la fabrication. Le défaut est tel que, sur le composant fabriqué puis mesuré, on observe une courbure du profil de la lentille à la place d'un profil plat. La cause de cette courbure est

expliquée dans le chapitre IV qui porte sur les aspects de fabrication. Cette courbure rapproche le centre de la lentille de la source RF d'environ 3 mm. En outre, on utilise dans le modèle MHFP une source analytique dont la position du centre de phase est forcément décalée par rapport à la source réelle. On estime l'incertitude sur la position de ce centre de phase à 2 mm par rapport à la position réelle. Ainsi le décalage total résultant peut être de l'ordre de 5 mm. On a simulé avec le modèle MHFP les effets d'un décalage de 3 mm et 5 mm sur la position des maximums de gain en bande. La Figure 101 présente le résultat de l'expérience numérique réalisée.

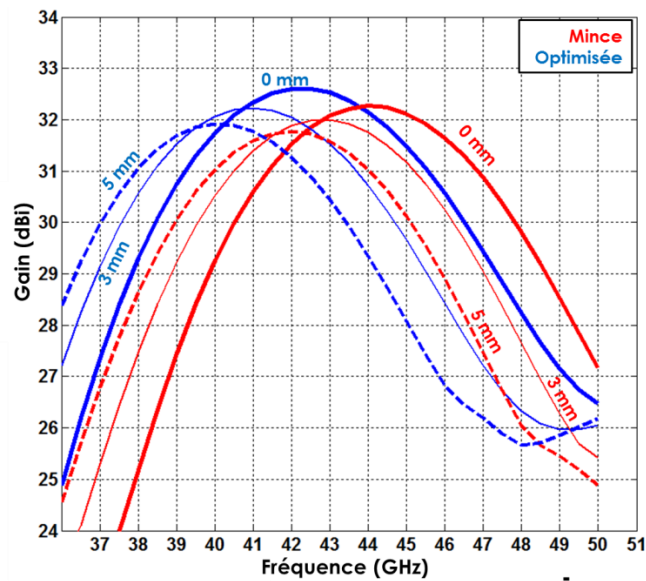


Figure 101 : Influence du rapprochement de la lentille vers la source RF de 0, 3 et 5 mm : rouge pour la lentille classique et bleu pour la lentille optimisée.

On observe ainsi qu'un rapprochement entre lentille et source de 5 mm entraîne un décalage vers les basses fréquences de 2 GHz. C'est l'ordre de grandeur de l'*offset* entre la mesure et la simulation par MHFP (42,2 GHz pour le maximum de gain par MHFP, et 40,3 GHz pour la mesure). Cet *offset* peut donc être attribué à un défaut de fabrication de la lentille et de positionnement de celle-ci par rapport à la source RF. Cet effet peut être compensé grâce à un ajustement précis du dispositif de mesure. Ce qui n'a pas pu être réalisé car les éléments du banc de mesure étaient fixés. La simulation montre qu'un tel ajustement permettra de gagner entre 0,3 et 0,5 dB.

Afin de faire une analyse dans l'ouverture de l'antenne, on a tracé sur la Figure 102 la distribution du champ électrique sur la face sortante de la lentille. Cette distribution est celle

restituée à la fréquence de 42 GHz, fréquence nominale de conception, et est celle obtenue à travers la simulation avec CST.

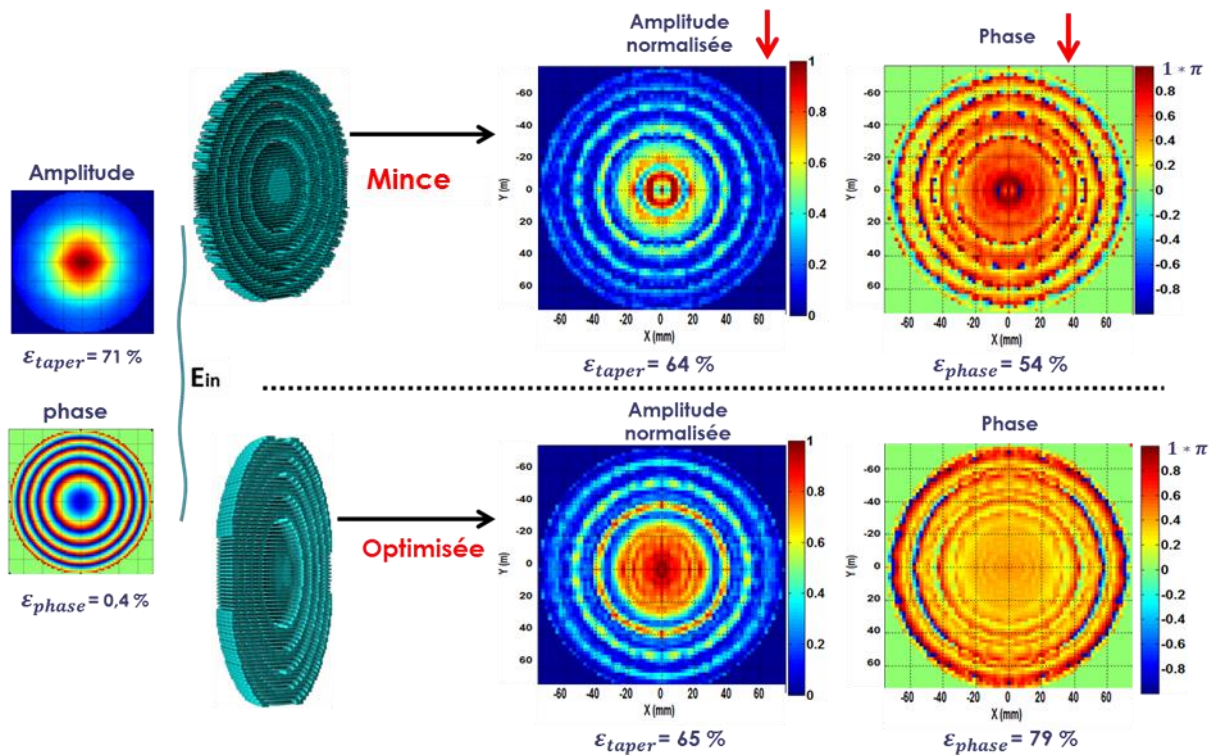


Figure 102 : Distribution du champ électrique dans l'ouverture de l'antenne et relevé des différentes efficacités liées à l'ouverture.

On y joint les diagrammes de rayonnement des deux lentilles simulées par CST à la fréquence de 42 GHz et correspondant à la distribution de champ observée dans l'ouverture. Ces diagrammes sont comparés sur la Figure 103.

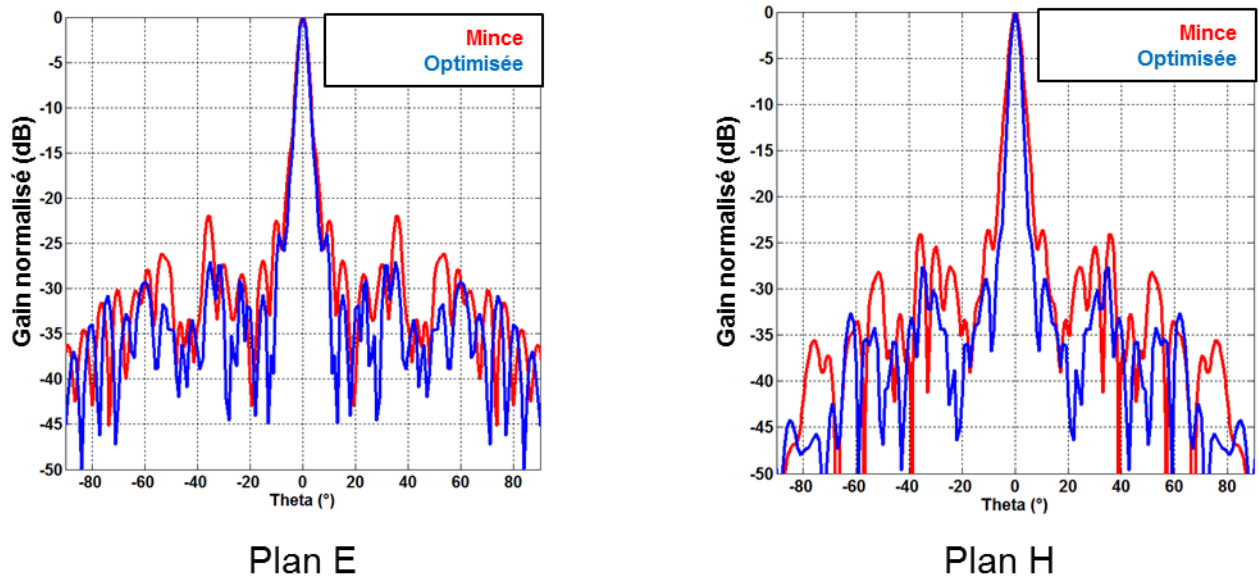


Figure 103 : Comparaison des diagrammes de rayonnements entre les lentilles optimisée et classique.

On note qu'il n'y a pas d'amélioration remarquable de l'efficacité ε_{taper} , qui passe de 64% à 65%, ceci est dû à la discontinuité du gradient d'indice d'une zone à l'autre. C'est l'efficacité de phase qui a été fortement améliorée, celle-ci passe en effet de 54% à 79%, témoignant ainsi d'une diminution de la contribution des trajets passant d'une zone de gradient d'indice à une autre. L'augmentation du gain de l'antenne optimisée provient ainsi principalement de l'amélioration de l'efficacité de phase dans l'ouverture. Concernant le diagramme, on remarque que le niveau des lobes secondaires a baissé de -3 dB sur le lobe à 38° et -6 dB sur celui de 51° .

III.C.4. Comparaison des lentilles optimisée et volumique

Pour évaluer la différence entre la synthèse par optimisation et par hologramme dans le volume, les deux lentilles sont comparées sur la Figure 104 où l'on montre leur comportement en bande. Sur cette figure, on a les résultats du modèle MHFP utilisé pour effectuer l'optimisation et ceux calculés par CST.

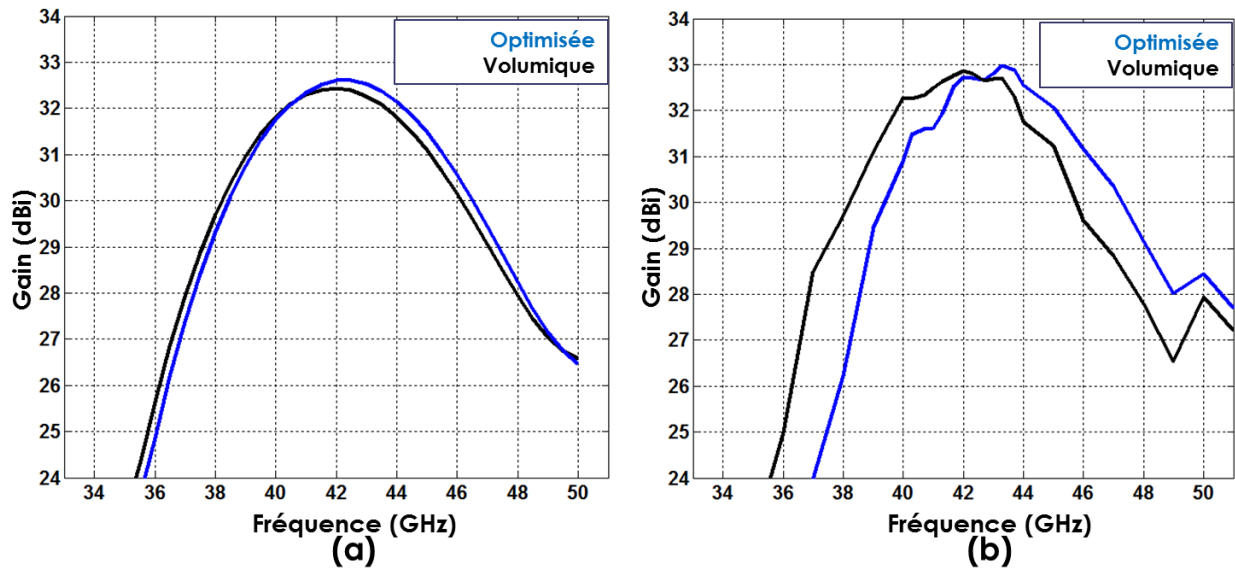


Figure 104 : Gains simulés puis comparés dans la bande Q entre la lentille optimisée et la lentille holographique : calcul fait avec le modèle MHFP (a), calcul fait avec une simulation sous CST.

On y joint aussi les diagrammes de rayonnement des deux lentilles simulées par CST à la fréquence de 42 GHz. Ces diagrammes sont comparés sur la Figure 105.

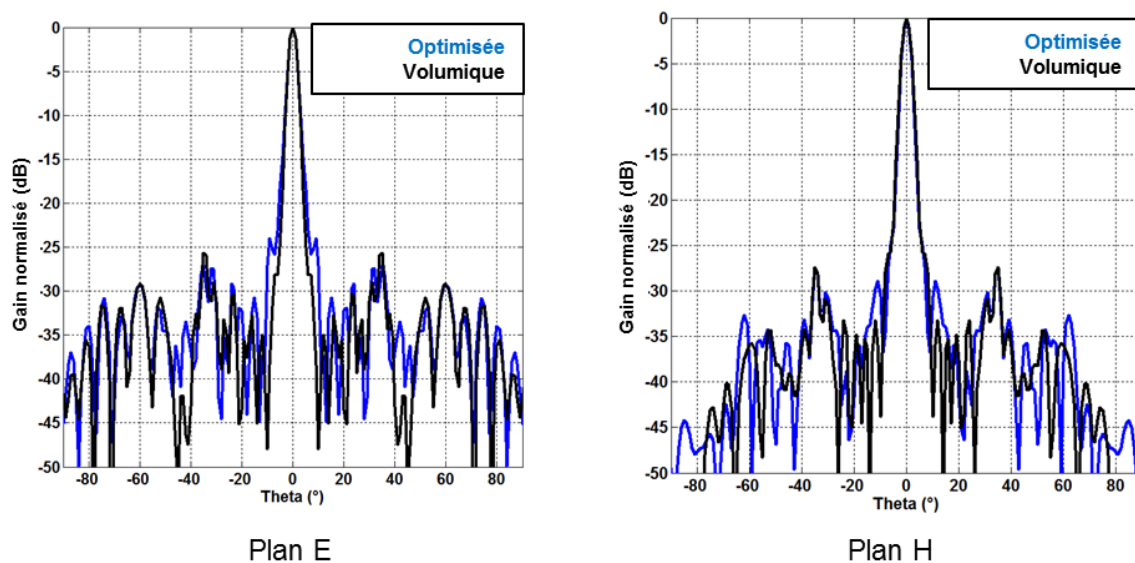


Figure 105 : Diagrammes de rayonnement simulés sous CST puis comparés à la fréquence de 42 GHz entre la lentille optimisée et la lentille holographique.

Les résultats simulés de la méthode de conception par hologramme dans le volume sont très proches de la solution optimale. L'écart entre les gains maximaux dans la bande est de 0,12 dB au profit de la lentille optimisée. La remontée des lobes secondaires dans le diagramme de

rayonnement reste très proche entre les deux configurations. Pour comprendre la proximité des résultats, on a représenté sur la Figure 106 les lentilles volumique et optimisée.

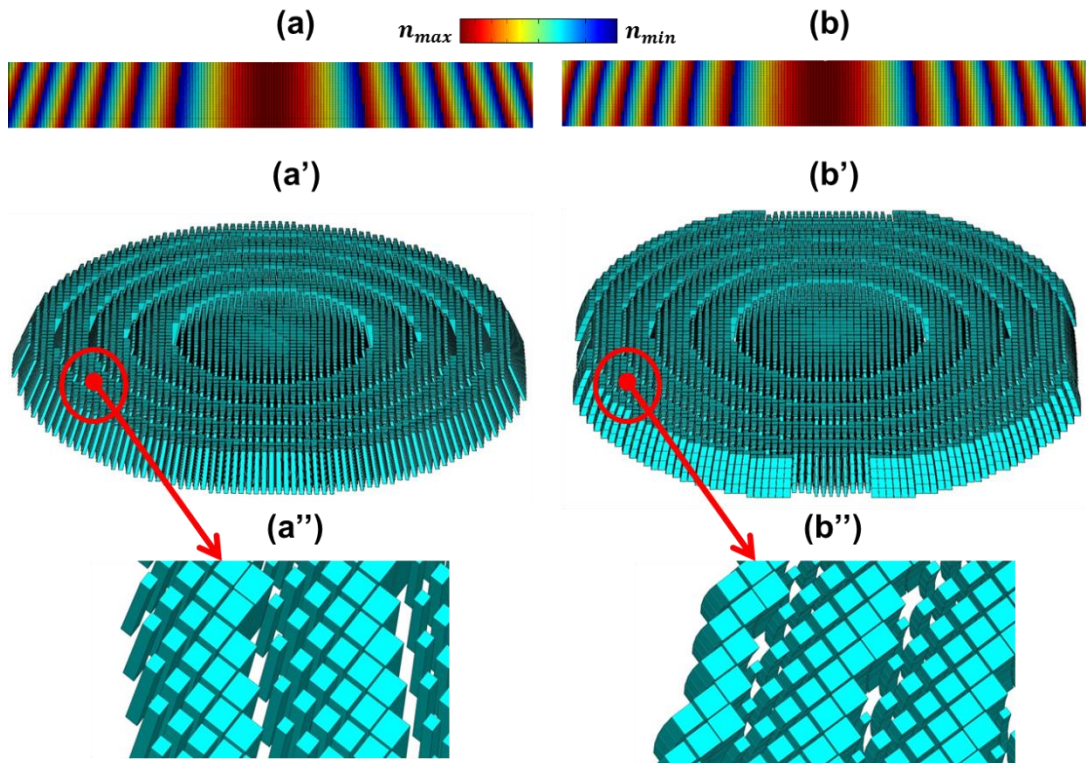


Figure 106 : Lentille volumique à piliers inclinés : (a) coupe diamétrale de la distribution d'indice, (a') vue isométrique de la lentille holographique, (a'') forme rectiligne des structures. Lentille optimisée : (b) coupe diamétrale de la distribution d'indice, (b') vue de isométrique de la lentille optimisée, (b'') forme curviligne des structures.

Sur la Figure 107 est représentée la distribution d'indice de la lentille à gradient d'indice optimisée dans une coupe diamétrale avec superposition des fronts d'onde représentatifs de la propagation du champ électromagnétique (à la fréquence de 42 GHz) avant et après la lentille. On observe visuellement que l'évolution des structures sub-longueurs d'ondes dans le volume est quasi-rectiligne avec un très faible effet de courbure. La faiblesse de cet effet de courbure est liée au fait que l'épaisseur du composant ($H = 11,66 \text{ mm} = 1,6 \lambda_0$) est faible, elle est de l'ordre de la longueur d'onde nominale de conception. L'effet de courbure est ainsi négligeable, ce qui revient à négliger les effets du paramètre ΔI d'optimisation.

La correction apportée sur la distribution du gradient d'indice à travers le paramètre P introduit dans l'étape d'optimisation, est aussi relativement faible, P vaut 0,86 après optimisation. Or pour les valeurs du facteur de remplissage compris entre 0 et 1, leur valeur ne varie que faiblement lorsqu'on les élève à une puissance de 0,86, la variation qui en résulte

n'est perceptible qu'à la deuxième décimale après la virgule. Le gradient associé à cette nouvelle distribution de facteur de remplissage n'est finalement que très peu modifié. Les effets du paramètre P sont aussi négligeables.

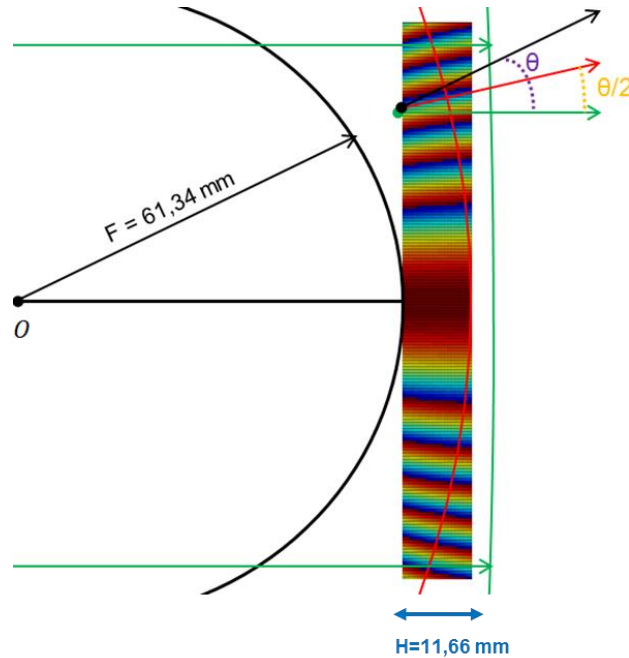


Figure 107 : Evolution quasi-rectiligne de la distribution d'indice dans le volume. Le front d'onde noir provient de la source RF, le front d'onde vert est obtenu après traversée de la lentille, la courbe rouge dans le gradient d'indice est orthogonale à l'inclinaison locale du gradient. La direction d'inclinaison est portée par la flèche rouge qui est médiatrice entre les directions portées par la flèche noire (provenant de la source O) et la flèche verte (provenant de l'infini).

La valeur du paramètre F servant à générer la distribution d'indice sur la face incidente vaut 61,63 mm après optimisation, ce qui reste très proche de la distance focale de 61,34 mm. Finalement, la valeur de F ne change pas entre les lentilles optimisée et volumique. Ceci reste aussi valable pour la lentille mince.

L'inclinaison des structures pilotée par le paramètre I reste donc le paramètre principal permettant de distinguer les lentilles mince, volumique et optimisée. On remarque cependant sur la Figure 107 que l'angle d'inclinaison de la distribution d'indice pour la lentille optimisée est proche de la moyenne des angles respectifs sous lesquels sont vus le point source du front incident (front d'onde noir sur la Figure 107), et le point source à l'infini du front d'onde sortant (front d'onde en vert). Or cette inclinaison particulière en chaque point du volume est exactement celle obtenue en réalisant un hologramme dans le volume du composant. Ainsi, la méthode de synthèse d'un composant volumique demeure très proche d'un résultat optimal.

Elle peut être utilisée comme méthode directe de synthèse à la place de la méthode de synthèse d'un composant mince. Elle peut aussi être utilisée comme point d'initialisation dans une étape d'optimisation, ceci peut sensiblement améliorer la rapidité d'exécution de cette dernière.

III.D. Comparaison entre lentille structurée et lentilles conventionnelles

L'antenne lentille structurée étudiée dans ce chapitre est destinée à une utilisation dans un système embarqué pour des applications point à point. Outre la performance de focalisation, une réduction de l'encombrement et du poids du dispositif est fortement recherchée dans un système embarqué. Différentes technologies d'antenne sont utilisables pour satisfaire l'une ou l'autre de ces exigences. Un état de l'art sur ces différentes technologies a été fait dans le chapitre I, ce qui a permis de montrer que les technologies d'antennes lentilles restent très pertinentes pour atteindre de bonnes performances pour les fréquences micro-ondes au-delà de 20 GHz.

Afin d'apprécier les bénéfices de la lentille (SUB-L), les performances de celle-ci sont comparées à une antenne lentille diffractive de Fresnel (FRES-L) et une antenne lentille hyperbolique (HYP-L), toutes les trois occupant un même volume d'encombrement réduit contraint par une utilisation sur un porteur.

La comparaison des performances est faite en bande Q, dans une configuration avec $L/D = 0,5$, où L désigne la longueur de l'antenne et D son diamètre d'ouverture comme cela est illustré par la Figure 108.

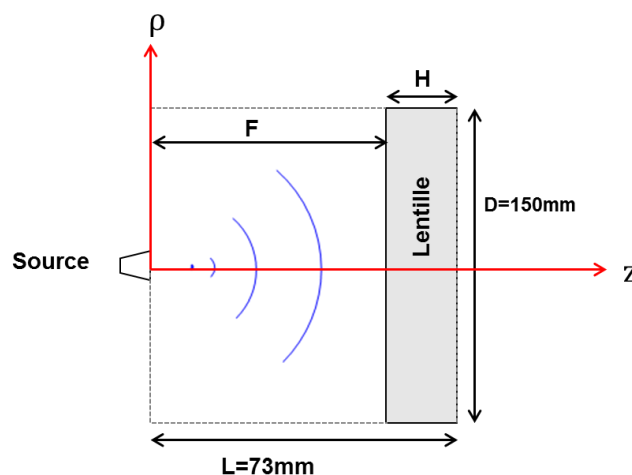


Figure 108 : Configuration pour la comparaison des antennes lentille : $L=73\text{ mm}$, $D=150\text{ mm}$.

Pour cette comparaison, les 3 antennes lentilles sont de même diamètre de 150 mm, d'une longueur de 73 mm et sont illuminées par la même source RF, un cornet large bande ayant un gain de 11,8 dBi à 42 GHz. Les lentilles sont conçues pour transformer une onde sphérique incidente sur l'une de leur face en onde plane en sortie de l'autre face. Chaque lentille dispose alors de sa propre focale définie comme la distance entre la source RF et la surface entrante de la lentille. H désigne la hauteur de la lentille et n_0 l'indice de réfraction du diélectrique utilisé. Les valeurs de n_0 pour les 2 lentilles hyperbolique et Fresnel sont, à défaut d'être identiques, choisies pour être le plus proche possible de celui utilisé pour la lentille structurée pour que la comparaison se fasse dans des conditions identiques en termes de disponibilité de matériaux. La lentille diffractive de Fresnel est conçue pour un fonctionnement nominal à 42 GHz tout comme l'est la lentille diffractive structurée. Les coordonnées cylindriques (ρ, θ, z) sont utilisées pour la description du profil des lentilles.

L'antenne lentille diélectrique hyperbolique (HYP-L) est l'une des antennes lentilles les plus classiques. Elle opère la transformation d'un front d'onde grâce aux propriétés de la réfraction d'une onde à la traversée d'un dioptré. Ainsi, c'est le profil de réfraction qui permet de transformer le front d'onde sphérique en front d'onde plan. Chaque point (P) de ce profil de réfraction (Figure 109) doit vérifier l'équation (III.30).

$$z^2 + \rho^2 = (F + (z - F)n_0)^2 \quad (\text{III.30})$$

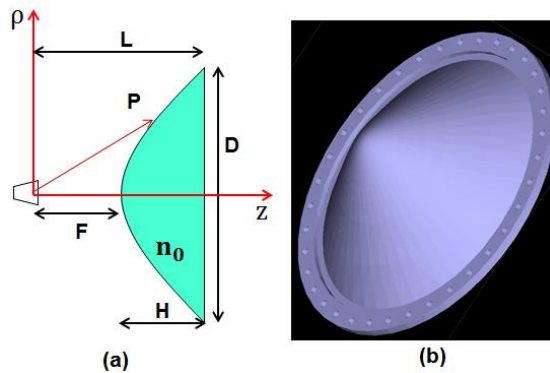


Figure 109 : Antenne lentille hyperbolique (HYP-L) dans la configuration de comparaison.
(a) vue en coupe, (b) vue isométrique.

La lentille diffractive de Fresnel focalise aussi l'onde provenant de la source grâce aux propriétés de la réfraction, mais cette dernière est constituée d'un profil discontinu composé de plusieurs zones prismatiques de Fresnel. Entre 2 zones adjacentes, la lentille opère une

excursion de phase de 2π à la fréquence nominale de 42 GHz. Le profil de la lentille de Fresnel est décrit par zone. Chaque point P de ce profil réfractif (Figure 110) doit vérifier l'équation (III.31), dans laquelle k est un nombre qui permet d'identifier la zone de Fresnel, la zone centrale de la lentille est associée à la valeur $k=1$.

$$z^2 + \rho^2 = (F + (z - F)n_0 + (k - 1)\lambda)^2 \quad (\text{III.31})$$

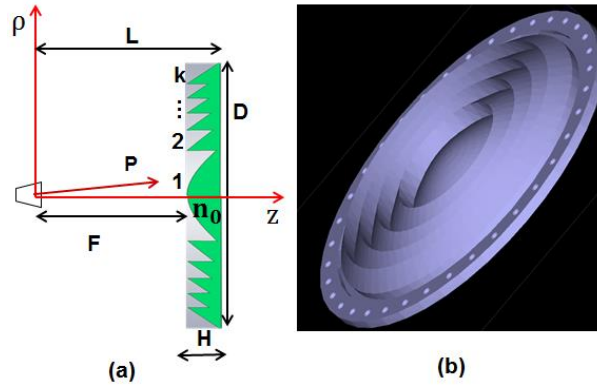


Figure 110 : Antenne lentille de Fresnel (FRES-L) dans la configuration de comparaison. (a) vue en coupe, (b) vue isométrique.

La comparaison est effectuée à partir des résultats de simulation et de mesure. Une simulation complète est effectuée sur les 3 antennes lentilles en utilisant le *solveur* temporel de CST. La Figure 111 montre le gain simulé des 3 antennes lentilles sur toute la bande de fréquence Q (33 GHz-51 GHz), ainsi que la mesure du gain pour les antennes lentilles réalisées. Les Figure 112 et Figure 113 présentent la distribution simulée en amplitude et phase du champ électrique dans l'ouverture de l'antenne. Chaque distribution est restituée pour la fréquence à laquelle le gain est maximal, permettant ainsi de les comparer dans leur configuration respective la plus favorable. De ces différentes distributions sont calculées les différentes efficacités ε_{taper} , ε_{phase} et $\varepsilon_{illumination}$ qui sont présentées dans le Tableau 2. Un résumé des résultats expérimentaux est donné dans le Tableau 3. Sur les Figure 114 et Figure 115, on présente respectivement l'image des 3 versions d'antenne lentille comparées et une vue isométrique des 3 lentilles associées.

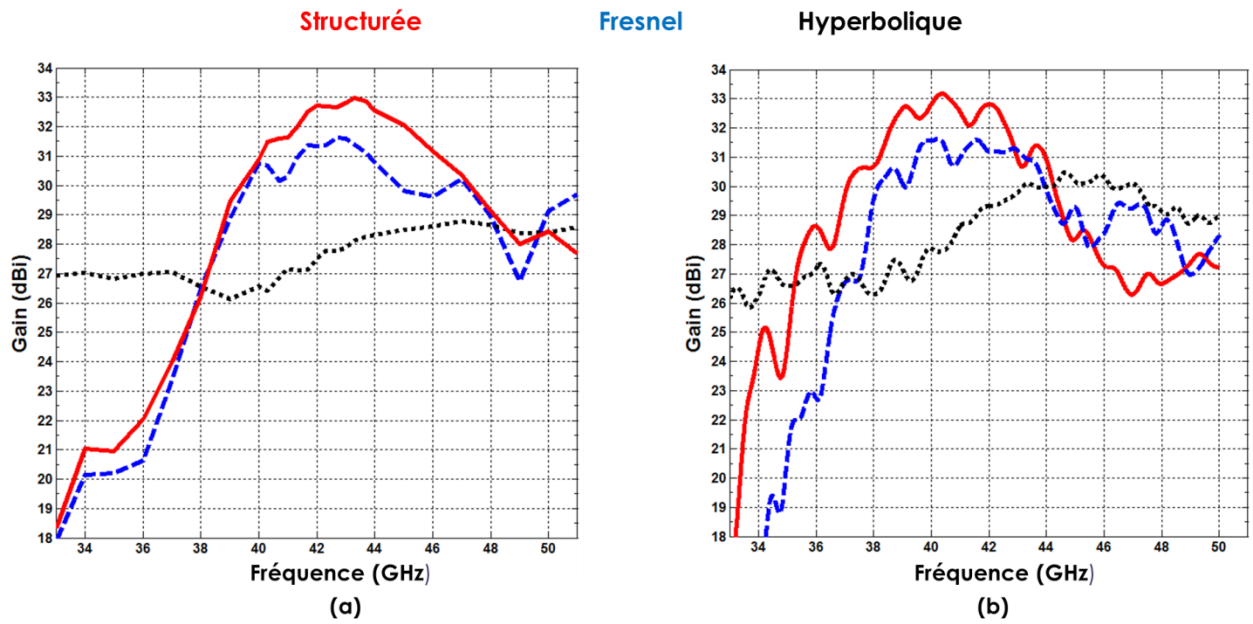


Figure 111 : Gains comparés dans la bande Q (33-51 GHz) : (a) simulation avec CST, (b) mesure.

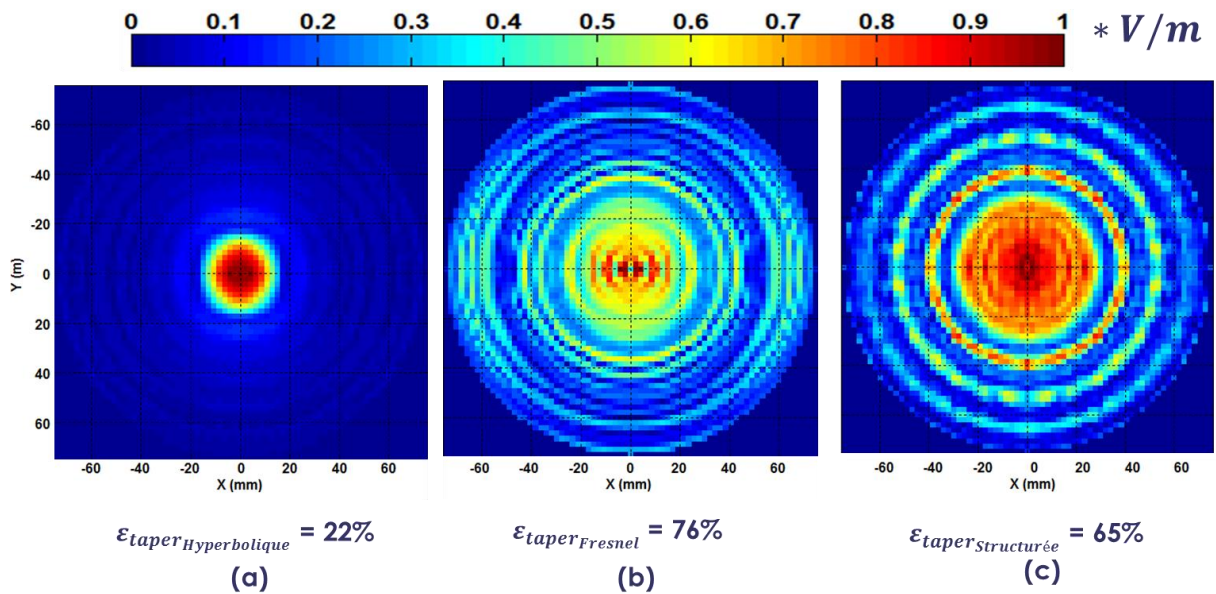


Figure 112 : Distribution dans l'ouverture de l'amplitude du champ électrique. Valeurs affichées de ϵ_{taper} . (a) lentille hyperbolique HYP-L, (b) lentille de Fresnel FRES-L, (c) Lentille structurée SUB-L.

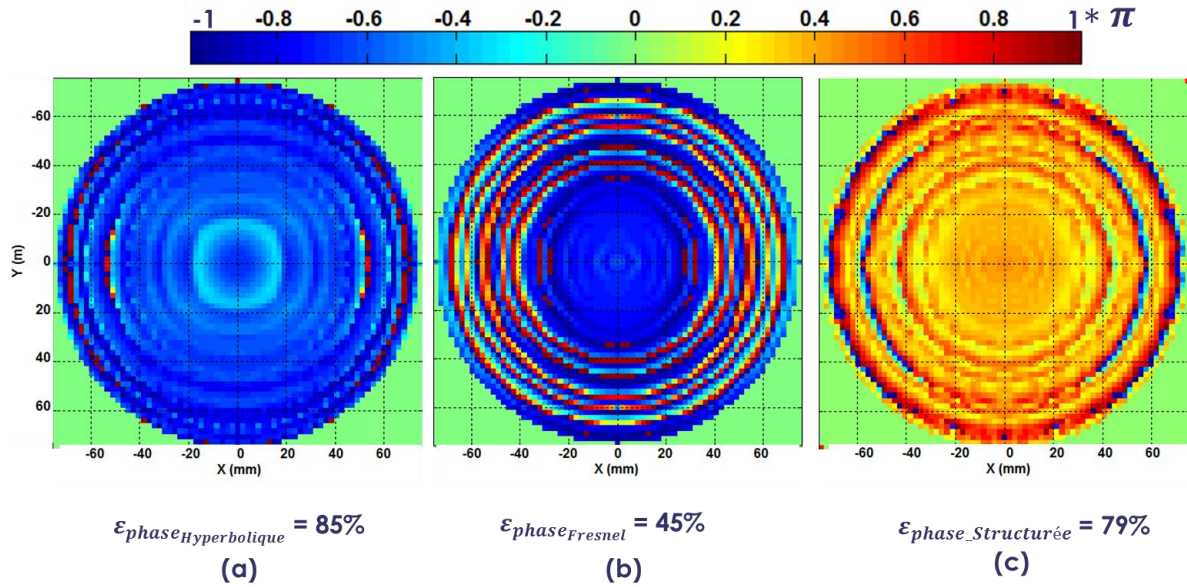


Figure 113 : Distribution dans l'ouverture de la phase du champ électrique. Valeurs affichées de ε_{phase} . (a) lentille hyperbolique HYP-L, (b) lentille de Fresnel FRES-L, (c) Lentille structurée SUB-L.

Tableau 2 : Relevé des efficacités dans l'ouverture de l'antenne.

Efficacités	HYP-L à 47GHz	FRES-L à 42.8GHz	SUB-L à 43.3GHz
ε_{taper}	22% (-6,5dB)	76% (-1,2dB)	65% (-1,9dB)
ε_{phase}	85% (-0,7dB)	45% (-3,5dB)	79% (-1dB)
$\varepsilon_{illumination}$ ($\varepsilon_{taper} + \varepsilon_{phase}$)	19% (-7,2dB)	35% (-4,6dB)	51% (-2,9 dB)

Tableau 3 : Relevé des caractéristiques des composants mesurés.

Acronyme	HYP-L	FRES-L	SUB-L
Technique de fabrication	Usinage	Impression 3D	
Permittivité relative $\varepsilon_r = n_0^2$	2,34	2,60	2,60
tangente de perte	0,0002	0,005	0,005
poids (g)	421	190	180
Epaisseur H (mm)	58,1	11,7	11,7
Distance focale (mm) F	14,9	61,3	61,3
Rapport F/D	0,1	0,4	0,4
Rapport L/D	0,5	0,5	0,5
Gain max(dBi)	30,5	31,6	33,2
Gain @42GHz (dBi)	29,3	31,2	32,8
Largeur de bande à 1dB (GHz)	4,9	4,3	3,9
Largeur de bande à 1dB (%)	11,0	10,3	9,6

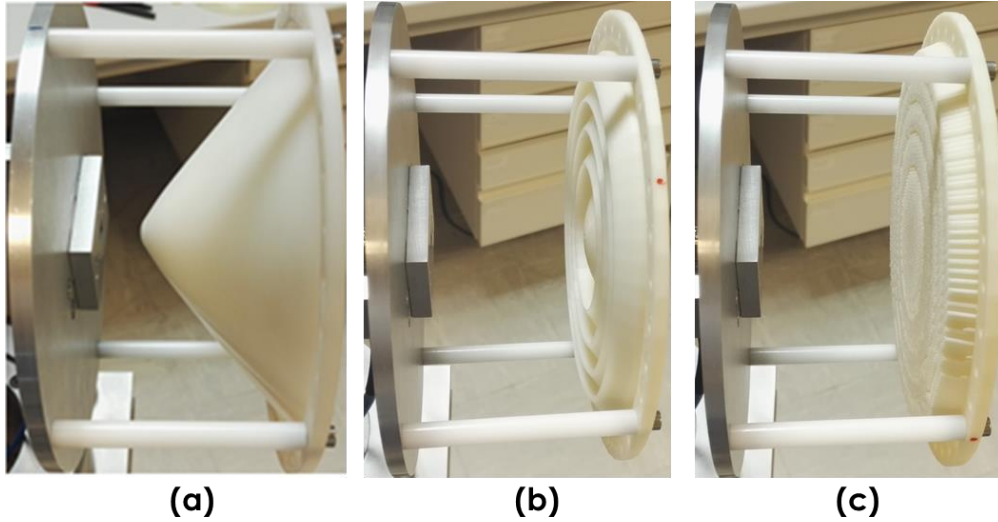


Figure 114 : Images des antennes lentilles comparées : (a) antenne lentille hyperbolique HYP-L, (b) antenne lentille de Fresnel FRES-L, (c) antenne lentille structurée SUB-L.

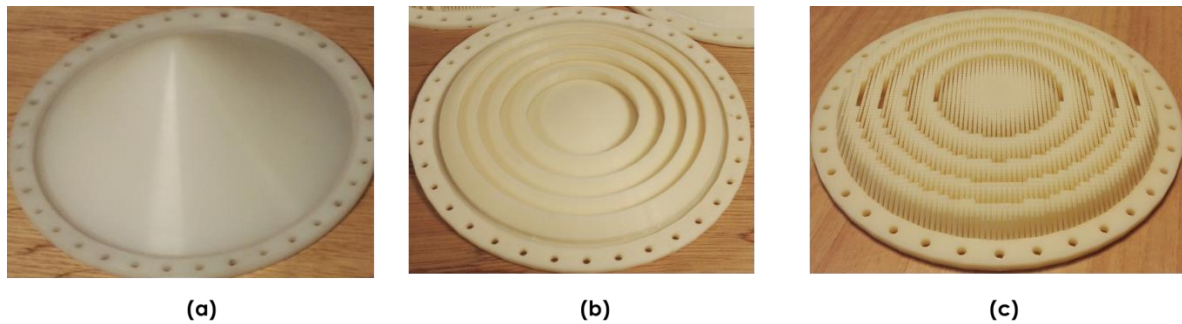


Figure 115 : Vue isométrique des lentilles comparées : (a) lentille hyperbolique HYP-L, (b) lentille de Fresnel FRES-L, (c) lentille structurée SUB-L.

Dans cette configuration à encombrement réduit ($L/D = 0,5$) et dans toute la bande de fréquence Q, le gain maximal (mesuré et simulé) pour la lentille hyperbolique est inférieur à celui des deux lentilles diffractives de Fresnel et structurée. La simulation montre que ce faible gain de la lentille hyperbolique n'est pas dû à une détérioration de l'efficacité de phase ε_{phase} , mais plutôt à une faible efficacité ε_{taper} de la distribution d'amplitude dans la surface d'ouverture, ceci est causé par la courte distance entre la sortie de la source RF et le sommet de la lentille hyperbolique. Cette courte focale ne permet pas d'illuminer uniformément la lentille. Toute l'énergie du front d'onde est concentrée dans la zone centrale de la lentille. Une illustration de cet effet est visible dans la Figure 112, dans laquelle on peut voir que la lentille hyperbolique est celle ayant la plus faible efficacité ε_{taper} (22%). Contrairement à

l'augmentation du gain avec la fréquence attendue pour une lentille hyperbolique, la mesure et la simulation montrent toutes les deux une limitation en bande. Cette limitation est due au couplage entre la source RF et la lentille, ce couplage augmente à mesure que l'on réduit la distance focale ($F = 17,9\text{mm}$). Ce couplage donne naissance à une onde stationnaire entraînant alors de fortes oscillations dans la bande de fonctionnement de la lentille hyperbolique.

Les deux lentilles diffractives de Fresnel et structurée, ayant en commun la même distance focale, bénéficient d'une meilleure efficacité $\varepsilon_{\text{taper}}$ grâce à leur plus grande distance focale ($F = 64,3\text{mm}$). Ceci permet respectivement un gain maximal dans la bande Q de 1,1 dB pour la lentille de Fresnel, et 2,7 dB pour la lentille structurée par rapport à la lentille hyperbolique.

On note que le gain de la lentille structurée est de 1,6 dB plus grand que celui de la lentille de Fresnel. En effet, la simulation montre sur la Figure 113 et dans le Tableau 2 que l'efficacité de phase de la lentille structurée est de 2,5 dB plus grande que celle de la Fresnel. Ce qui montre que les effets d'ombrages, qui sont la principale limitation de la lentille de Fresnel, sont fortement réduits avec la lentille structurée.

Les deux lentilles diffractives présentent une largeur de bande à 1 dB sensiblement équivalentes de l'ordre de 10%.

III.E. Résumé du chapitre III

Dans ce chapitre, différentes méthodes de synthèse pour la conception des lentilles structurées ont été étudiées. La méthode de synthèse directe pour composant mince, basée sur la différence de phase dans un plan de calcul, a été analysée pour identifier les causes limitant les performances de la lentille structurée synthétisée par cette approche. Une nouvelle méthode de synthèse basée sur un calcul de phase dans le volume a été utilisée pour améliorer les performances. Cette seconde méthode corrige les défauts de la première en permettant un repositionnement de la position du maximum de performance à la fréquence de conception. Afin de maximiser les performances, une synthèse itérative par optimisation de la lentille a été réalisée. Elle restitue un composant optimisée en 3 heures 30 minutes de calcul sur une machine de calcul standard (Intel R core (TM) i3-4160 cadencée à 3,6 GHz avec 4 GB de mémoire vive). Ce temps d'optimisation est inférieur au temps d'une simulation de l'antenne lentille structurée sous CST qui nécessite environ 6 heures 30 minutes de calcul pour une seule configuration. La

rapidité de cette optimisation repose sur l'utilisation du modèle de calcul MHFP associé à un choix restreint des degrés de liberté. Cette lentille optimisée a été comparée aux précédentes lentilles. Elle présente un maximum de gain centrée autour de la fréquence de conception, un gain maximal supérieur de 0,7 dB par rapport à la lentille mince et 0,12 dB par rapport à la lentille volumique. La proximité des performances des lentilles optimisée et volumique légitime l'utilisation de la méthode de synthèse volumique pour toute synthèse rapide non itérative.

Pour évaluer la pertinence des lentilles structurées, l'antenne lentille structurée a été comparée à des antennes lentilles de Fresnel et Hyperbolique dans une configuration à encombrement réduit avec $L/D=0,5$. Cette comparaison a montré que la lentille structurée est plus performante de 1,6 dB par rapport à la lentille de Fresnel et de 2,7 dB par rapport à la lentille hyperbolique, validant ainsi toute la pertinence de cette méthode de conception. En outre, la lentille structurée présente une efficacité d'illumination de 51%. Cette efficacité pourrait encore être améliorée grâce à une optimisation incluant la source RF dans les degrés de liberté.

IV. Fabrication et caractérisation

L'objet de ce chapitre est de présenter les procédures ainsi que les outils utilisés pour la fabrication et la caractérisation des composants structurés.

IV.A. Fabrication

IV.A.1. Vers le modèle numérique du composant

Carte de remplissage

Jusqu'à présent, la description des composants a été faite à partir d'une distribution d'indices effectifs obtenue en transformant la carte de phase du composant. Pour obtenir le composant structuré, il est donc nécessaire d'établir un lien entre les paramètres géométriques du composant et la distribution d'indices effectifs. Pour cela, une étape intermédiaire est nécessaire dans laquelle la distribution d'indices est convertie en distribution de facteurs de remplissage. Cette conversion se fait en utilisant la relation donnée au chapitre II et rappelée par l'équation (IV.1) portant sur l'équivalence entre la distribution d'indices effectifs n_{eff_carte} et le facteur de remplissage τ_{r_carte} . On obtient une carte de remplissage fonction de la carte d'indices en inversant la relation liant ces deux grandeurs selon l'équation (IV.2). Cette opération intermédiaire est illustrée sur la Figure 116.

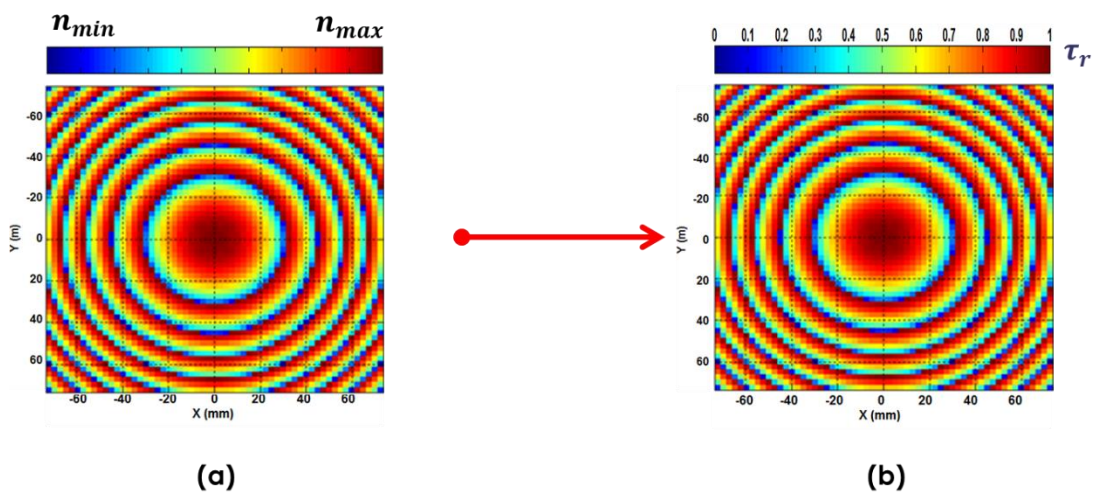


Figure 116 : Transformation d'une carte d'indices (a) en carte de remplissage (b) illustrée dans le plan d'entrée d'une lentille. Distribution associée à une lentille de focale $F = 61,34$ mm avec $n_{max} = 1,6$ et $n_{min} = 1$.

$$n_{eff_{carte}} = \left[\frac{1}{2} (n_{eff_{TE}}^2 + n_{eff_{TM}}^2) \right]_{carte}^{\frac{1}{2}} = fonction(\tau_{r_{carte}}) \quad (IV.1)$$

$$\tau_{r_{carte}} = fonction^{-1}(n_{eff_{carte}}) \quad (IV.2)$$

Génération des structures en 3 dimensions

L'obtention des composants réels passe par l'association de la carte de remplissage calculée à des structures en 3 dimensions du milieu structuré. Cette étape nécessite le développement d'une passerelle numérique apte à restituer un modèle numérique du composant manipulable par un logiciel de conception assistée par ordinateur (CAO). Cette passerelle a été conçue en développant sur Matlab un code qui génère le fichier décrivant le milieu structuré dans un format de fichier standard de CAO (format IGES¹⁰). Cette passerelle sert à la fois dans l'étape de fabrication pour la réalisation physique du composant et dans l'étape d'intégration à l'environnement numérique d'un logiciel de calcul électromagnétique tel que CST ou HFSS à des fins de simulation rigoureuse. Les paramètres d'entrée de la passerelle sont la distribution de facteur de remplissage sur la surface d'entrée du composant et le ou les points servant de centre de projection pour déterminer l'évolution de cette distribution dans le volume du composant.

Choix d'un motif et son influence

L'utilisateur choisit alors le type de maille associée au type de motif voulu. Différents motifs pour la génération des structures ont été explorés dont les 3 plus pertinents sont comparés. Un des motifs utilisés est une structure en pilier de base carrée associée à une maille carrée. Le second type de motif est une structure en pilier de base hexagonale associée à une maille hexagonale. Le dernier motif se compose de structures sub-longueur d'onde dont la forme à la base est un arc positionné dans une maille qui épouse les lignes de niveaux de la distribution du facteur de remplissage. Ces 3 types de motifs ont été retenus car ils sont plus simples à implémenter et à fabriquer par rapport à d'autres types de structures plus exotiques comme des structures cylindriques, annulaires... Un gradient de remplissage obtenu à partir de ces différents motifs est présenté sur la Figure 117 et leur utilisation sur une lentille est illustrée sur la Figure 118.

¹⁰ Initial Graphics Exchange Spécification

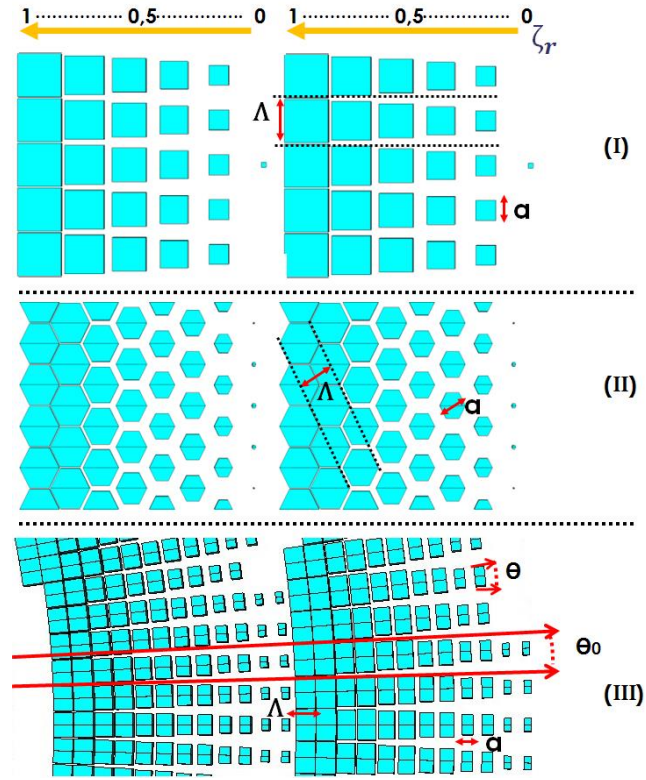


Figure 117 : Aperçu d'un gradient en facteur de remplissage fait avec des piliers de forme carrée (I), des piliers de forme hexagonale (II) et des piliers en forme d'arc de surface (III).

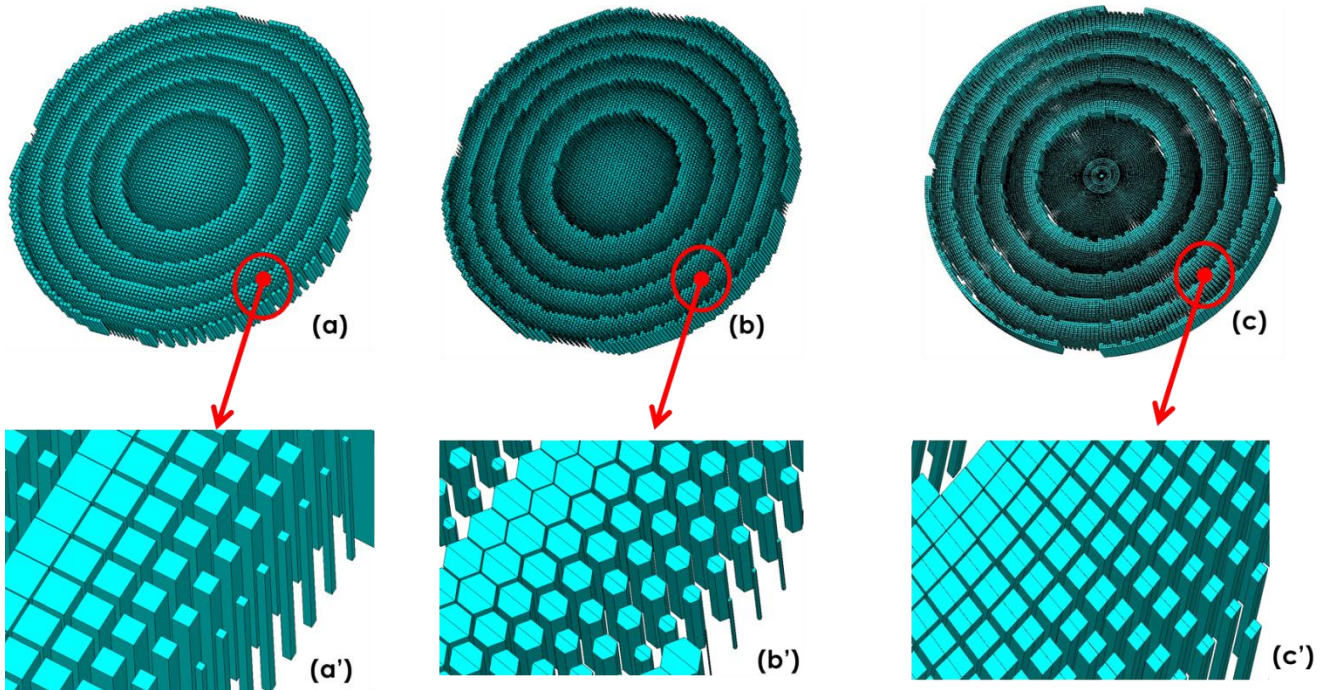


Figure 118 : Lentilles obtenues avec une maille carrée (a) et (a'), une maille hexagonale (b) et (b'), et une maille qui épouse les lignes de niveaux de $\tau_{r_{carte}}$. Configuration pour $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm.

Pour les motifs de forme carrée et hexagonale, la relation entre les paramètres géométriques et le facteur de remplissage est donnée par :

$$\tau_{r_{carte}} = \left(\frac{a^2}{\Lambda^2} \right)_{carte} \quad (IV.3)$$

Le paramètre a désigne la longueur d'un côté de la microstructure pour les piliers de forme carrée, ou le diamètre du cercle inscrit dans l'hexagone pour les piliers de forme hexagonale. Le paramètre Λ désigne le pas de la maille carré dans laquelle sont positionnées les microstructures de forme carrée, ou le pas de la maille hexagonale pour les microstructures de forme hexagonale.

Pour le type de motif dont la maille épouse les lignes de niveau du facteur de remplissage, son orientation varie selon l'angle de vue de la structure, alors que sa taille dépend de l'échantillonnage angulaire θ_0 et du pas radial Λ . Ce motif est généré de façon à respecter des dimensions sub-longueurs d'onde dans toutes ses dimensions. Le facteur de remplissage est alors le rapport entre la surface du motif local et la surface de la cellule locale de la maille. Ce facteur peut être exprimé comme le produit de deux facteurs secondaires :

$$\tau_{r_{carte}} = \tau_{r_1_{carte}} \tau_{r_2_{carte}} \quad (IV.4)$$

Avec $\tau_{r_1_{carte}} = \theta/\theta_0$ et $\tau_{r_2_{carte}} = a/\Lambda$ où θ et a désignent respectivement l'angle d'ouverture de l'arc de surface et la longueur radiale du motif. On a choisi pour ce type de motif de maintenir l'égalité entre les facteurs secondaires afin de tendre vers une réduction de taille uniforme selon les différentes directions.

Pour quantifier l'influence des différentes formes de structure sur les performances d'une antenne lentille, on a simulé avec le logiciel commercial CST, dans la configuration d'antenne lentille ($F = 61,34$ mm et $D = 150$ mm), le comportement du gain dans la bande de fréquence Q (33-51 GHz) et le diagramme de rayonnement dans différents plans représentatifs à la fréquence nominale de 42 GHz. La simulation de l'antenne lentille dont la maille évolue avec les lignes de niveau de $\tau_{r_{carte}}$ n'a pu aboutir car son maillage a généré plus de 650 millions de maille, ce qui a entraîné un défaut de mémoire sur une machine de calcul disposant de 64 Go de mémoire vive. Cette limitation vient de la forme en arc et de l'orientation variable

des structures. Ceci n'est pas vraiment adapté au format de maillage en cellule hexaédrique du *solveur temporel* de CST, entraînant ainsi un surmaillage afin de prendre en compte correctement la géométrie fine des structures. On ne présente ainsi que les résultats des deux autres configurations (hexagonale et carrée). La Figure 119 illustre la configuration test de comparaison, la Figure 120 présente une comparaison sur les diagrammes de rayonnement dans 3 plans de référence et la Figure 121 présente la comparaison des gains dans la bande.

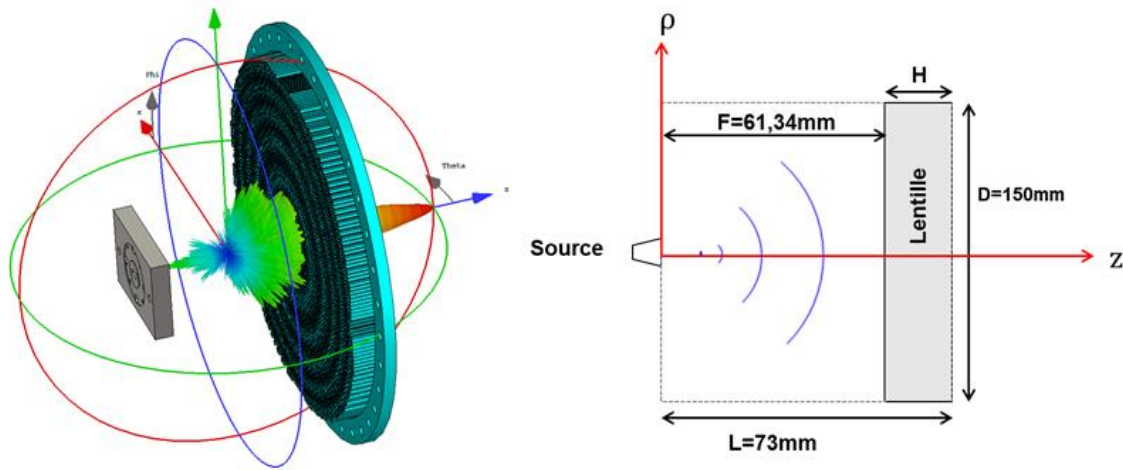


Figure 119 : Configuration test pour comparer l'influence du motif (hexagonale et carré) sur les performances. $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm.

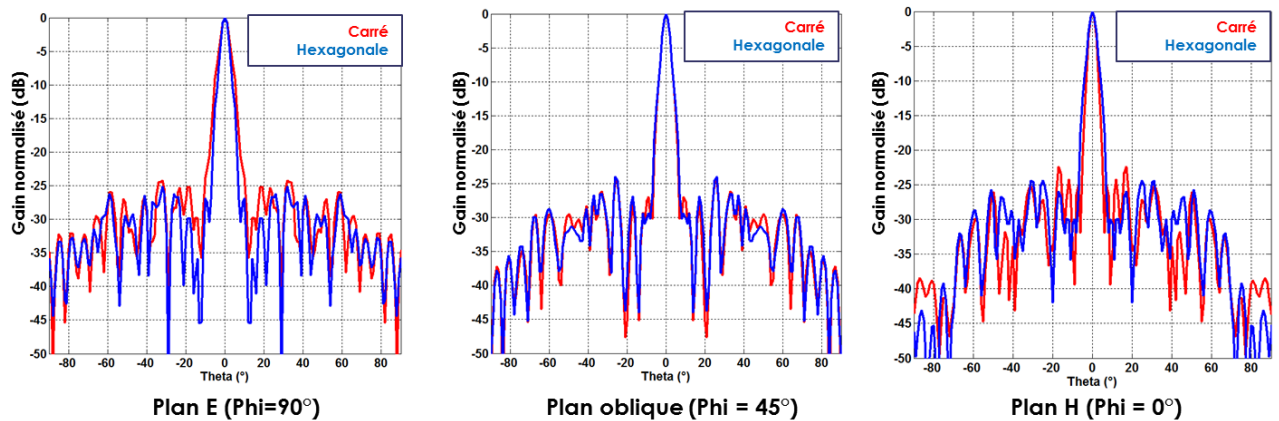


Figure 120 : Influence du motif sur les diagrammes de rayonnement comparés dans différents plans. $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm.

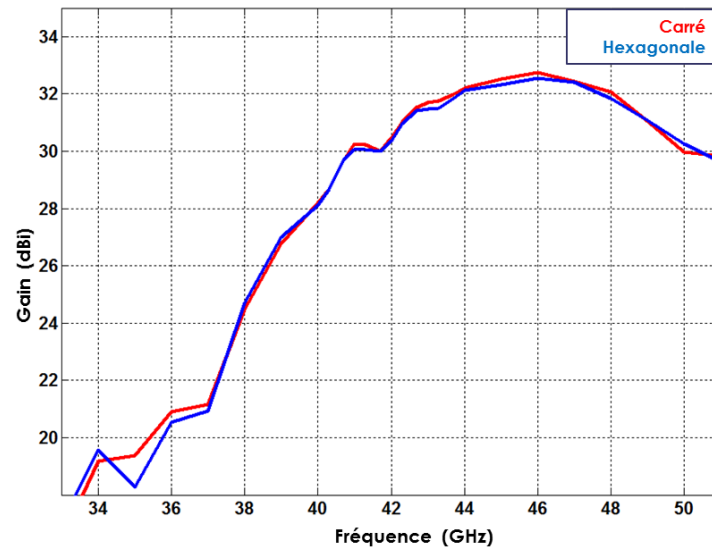


Figure 121 : Influence du motif sur les gains comparés en bande Q. $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm.

Comme on peut le remarquer, les performances associées aux deux types de maille sont sensiblement équivalentes en termes de gain dans la bande de fonctionnement, l'écart étant inférieur à 0,5 dB dans toute la bande. On aurait pu s'attendre à ce que la structure hexagonale et la structure carré présentent des différences plus importantes sur la remontée des lobes secondaires si le régime sub-longueur d'onde n'était complet. Les zones où il y a des écarts entre les lobes les plus importants présentent une différence inférieure à 3 dB. On voit ainsi avec cette simulation que la différence due au choix de la forme du motif a un impact négligeable sur les performances globales.

En outre les structures de type pilier de forme carrée sont beaucoup plus simples à décrire autant dans le modèle développé MHFP, que dans un environnement numérique. Ils nécessitent moins de mailles sur CST (par exemple 304 millions de mailles avec les piliers carrés pour 24h de temps de calcul contre 463 millions de mailles avec les piliers hexagonaux pour 56h de temps de calcul, avec les mêmes paramètres de simulation). C'est pour ces différentes raisons que l'on a fait le choix de ne conserver que la description avec des structures de forme carrée.

Disposition des structures

Lorsqu'un composant est généré par la méthode de synthèse directe d'un composant mince (Figure 81), la distribution de facteurs de remplissage ne varie pas dans le volume du

composant. Lorsque cette distribution de facteurs de remplissage varie dans le volume, comme le cas dans les lentilles holographique ou optimisée du chapitre III, la méthode reposant sur l'extrusion à partir de la normale ne permet pas de suivre l'évolution progressive de la distribution du remplissage. Une façon permettant de suivre la distribution est de décomposer le composant en plusieurs tranches parallèles à la surface d'entrée et espacées d'une hauteur fixée. A chaque tranche peut ensuite être associée une distribution de motif extrudée de cette hauteur fixée.

Cependant, on ne peut fabriquer que des microstructures montées sur un substrat diélectrique. Il y'a donc une contrainte de réalisation sur la continuité de matière entre la base du substrat diélectrique et la face opposée de la lentille afin que les structures sub-longueurs d'onde soient toutes autoportantes. La méthode de décomposition de la distribution de facteurs de remplissage en plusieurs tranches ne peut donc être toujours appliquée car en certains endroits il n'y a pas continuité de la matière, c'est notamment le cas lorsqu'entre 2 tranches on passe d'un facteur de remplissage maximal (présence du substrat) à un facteur de remplissage minimal (absence de substrat). Ceci est illustré sur la Figure 122 où l'on met en évidence des zones de discontinuité selon l'axe z lorsque la distribution présente des inclinaisons comme sur les lentilles holographique et optimisée.

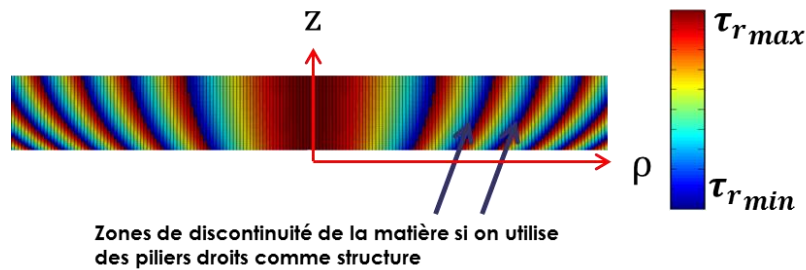


Figure 122 : zones de discontinuité en présence d'une inclinaison de la distribution τ_r .

Pour contourner ce problème pratique de réalisation, on peut utiliser la même loi de projection utilisée pour générer le décalage de l'indice dans le volume. On commence alors par générer l'ensemble de la distribution de microstructure sur l'une des faces du composant, puis toutes les propriétés de cette première face sont projetées à travers le centre de projection lors de l'évolution dans la profondeur du composant. Cela assure le maintien des différentes proportions de remplissage ainsi que la réalisabilité des structures dans l'étape de fabrication grâce à leur auto-portance. Une illustration du résultat de cette technique est montrée sur la

Figure 123. On y observe dans un plan de coupe les microstructures générées dans le cas d'une lentille optimisée en regard avec ceux d'une lentille mince.

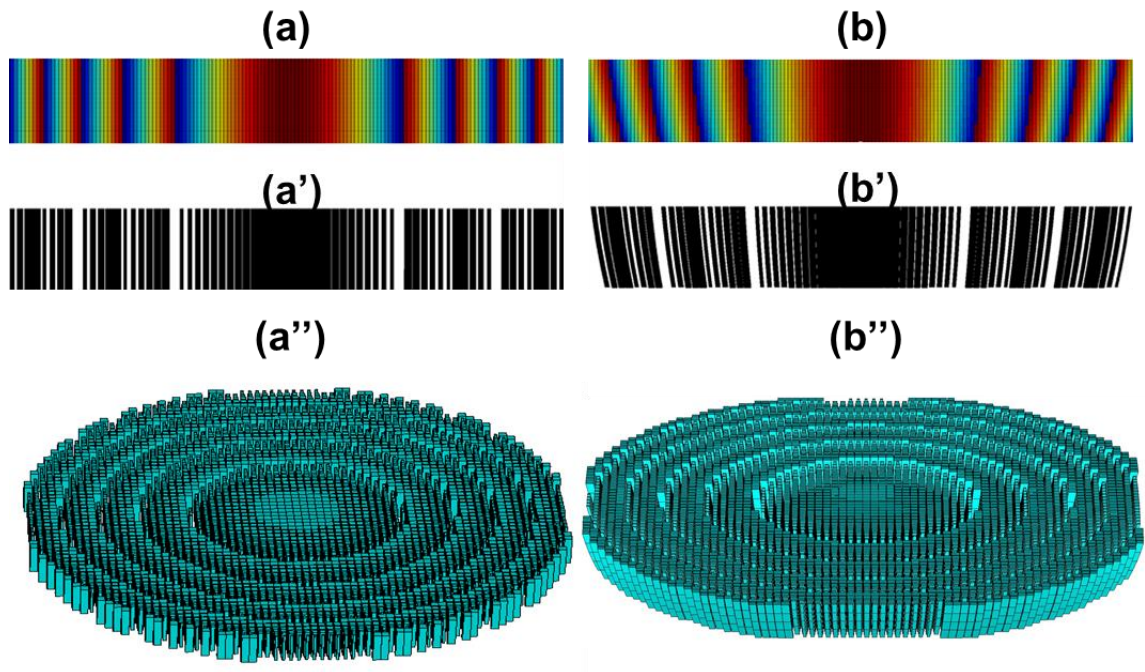


Figure 123 : Lentille mince à piliers droits : distribution d'indice (a) et distribution de structure (a') dans un plan de coupe diamétral, vue isométrique (a''). Lentille optimisée à piliers courbés : distribution d'indice (b) et distribution de structure (b') dans un plan de coupe diamétral, vue isométrique (b'').

IV.A.2. Outil de fabrication

Contraintes de fabrication liées aux composants structurés

Les composants conçus par structuration de la matière présentent des caractéristiques géométriques qui les rendent difficiles voire impossibles à fabriquer avec les techniques classiques utilisées dans la conception des dispositifs RF. En effet, ces composants structurés sont dits multi-échelles à cause du grand nombre d'échelles géométriques rentrant en compte dans leur description. La Figure 124 montre les différentes échelles présentes dans un composant structuré.

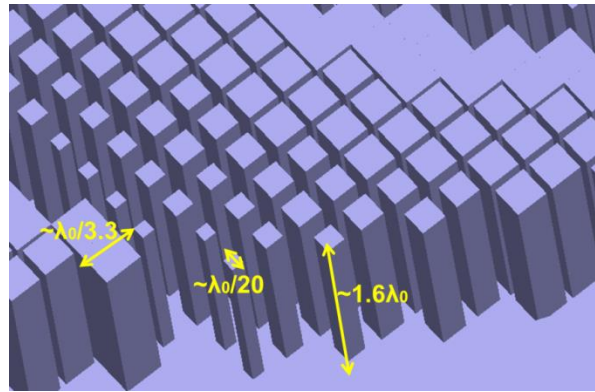


Figure 124 : Mise en évidence des échelles déterminantes pour le choix de l’outil de fabrication. $\lambda_0=7,14$ mm est la longueur d’onde nominale de conception.

On observe la présence de structures ayant une longueur de 11,66 mm ($\sim 1,6\lambda_0$) pour une largeur de 0,35 mm ($\sim \lambda_0/20$). Le rapport d’aspect entre ces différentes dimensions est de 33. Ce rapport d’aspect élevé rend inadéquat les techniques de conception classiques telles que l’usinage ou le moulage.

L’outil de fabrication des composants structurés doit aussi satisfaire des contraintes de précision. Ceci est nécessaire pour fabriquer des structures de largeur $\lambda_0/20$ correspondant à la taille minimale des structures modélisées. Pour une longueur d’onde nominale λ_0 de 7,14 mm (42 GHz), la largeur minimale d’une structure est de 0,35 mm. Une résolution de machine inférieure ou égale à la moitié de cette valeur est recherchée.

Fabrication additive

La fabrication additive s’est imposée comme la seule famille de procédé apte à répondre simultanément à ces différentes contraintes. La fabrication additive désigne l’ensemble des procédés de fabrication par ajout de matière à travers un empilement de couches successives, en opposition aux procédés par retrait de matière, tel que l’usinage. Le terme est synonyme d’impression 3D, une appellation grand public. Elle est économiquement appropriée à la production de pièces à géométrie complexe [85]. La mise en forme d’une structure peut être faite par dépôt de matière en fusion qui se solidifie par la suite. C’est un procédé à base de solide utilisant des matériaux thermoplastiques. Un autre procédé de mise en forme est à base de liquide et consiste en une photopolymérisation d’une fine couche de résine sous la lumière d’un laser. D’autres procédés à base de poudre existent et utilisent soit des métaux, des céramiques ou des plastiques. C’est le cas du frittage sélectif qui consiste à agglomérer une

couche de poudre dans un bac avec un laser, ou encore de la fusion sélective avec un laser qui balaye chaque couche et provoque la fusion d'une poudre placée dans un bac.

Alors que la fabrication additive existe depuis 1984, le procédé a mis une vingtaine d'année avant que son marché n'atteigne le milliard de dollars. Aujourd'hui, son marché connaît une forte croissance de 30% et atteindra les 20 milliards de dollars en 2020 [86]. Il s'agit donc d'un domaine en plein développement. Les matériaux utilisés avec ce procédé sont pensés principalement pour leurs propriétés mécaniques et non pour leurs performances radioélectriques. Cela entraîne des difficultés lorsqu'on cherche à identifier des matériaux adaptés à des applications antennaires. Les lentilles étant des composants fonctionnant en transmission, on recherche des matériaux à faible tangente de perte afin de minimiser les pertes diélectriques. Typiquement, on cherche des valeurs de tangente de perte ($\tan \delta$) inférieures à 10^{-2} . Une liste de quelques matériaux pour fabrication additive caractérisés à 7 GHz est disponible dans la référence [87].

Tableau 4 : Quelques matériaux pour la fabrication additive caractérisés à 7 GHz [87].

Material reference	Used machine (Process)	@ 7 GHz	
		ϵ'	$\tan$
TW-CON175BK*	RepRap Asimov by Roboseed (FDM)	-	-
Ultem 9085**	Fortus 400mc (FDM)	2.71	$3.4 \cdot 10^{-3}$
P430**	uPrint (FDM)	2.39	$3.6 \cdot 10^{-3}$
M30**	Fortus 400mc (FDM)	2.46	$1.0 \cdot 10^{-2}$
Vero Blue**	Eden 500 (SLA)	2.95	$1.9 \cdot 10^{-2}$
PPSF**	Fortus 400mc (FDM)	2.94	$6.3 \cdot 10^{-3}$
PC/ABS**	Fortus 400mc (FDM)	2.49	$4.0 \cdot 10^{-3}$
Polycarbonate**	Fortus 400mc (FDM)	2.57	$3.8 \cdot 10^{-3}$
Grey SLA**	Eden 500 (SLA)	3.00	$2.9 \cdot 10^{-2}$
Nylon 12**	Fortus 400mc (FDM)	-	-

*Torwell Technologies, **Stratasys

Fabrication additive par dépôt de fil en fusion avec la Fortus 250 mc

Le matériau ABSplus-P430 associé à la technique de fabrication additive par dépôt de fil en fusion a été utilisé dans ces travaux. Ce matériau est un thermoplastique qui présente une tangente de perte ($\tan \delta$) de $6 \cdot 10^{-3}$ et une permittivité relative (ϵ_r) de 2,61 à la fréquence nominale de 42 GHz. La machine de fabrication utilisée est une Fortus 250 mc de la société Stratasys. L'ensemble des étapes de fabrication est décrit sur la Figure 125. La lentille mince (Figure 126) est utilisée pour l'illustration.



Figure 125 : Etapes de fabrication partant du modèle CAO jusqu'à l'obtention de la pièce finie.

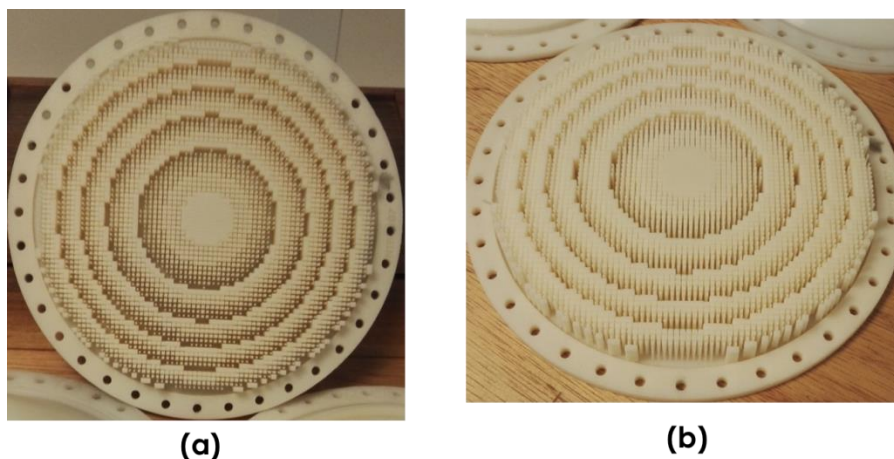


Figure 126 : lentille mince fabriquée. (a) vue de face, (b) vue isométrique.

La première étape consiste à intégrer le modèle numérique du composant structuré sous le format de fichier STL¹¹ dans un logiciel d'impression. Il s'agit dans le cas présent du logiciel Insight dans sa version 8.1. C'est dans cette étape que les paramètres d'impression (orientation de la structure, épaisseur des couches élémentaires, utilisation ou non d'un support d'impression, structures creuses ou pleines...) sont choisis. A la fin de cette étape, un code compilé apte à être utilisé par la machine d'impression 3D est obtenu.

¹¹ Standard Tessellation Language

Ce code compilé est transféré à la machine d'impression via un programme servant de centre de contrôle (Control center). Ce programme permet de voir la représentation en 2 dimensions du plateau d'impression et de disposer spatialement les pièces à imprimer. Il permet aussi le suivi de l'impression en temps réel tout en indiquant le temps d'impression restant, le volume de matière prévu et celui restant pour construire la pièce, de même que pour le volume de matière utilisé comme support lors de l'impression. Pour la lentille d'illustration (150 mm de diamètre pour une hauteur totale de 13,66 mm), le volume de matière prévue est de 185 cm^3 pour le matériau de la pièce et 172 cm^3 pour celui de support.

Après le lancement de l'impression, la machine d'impression procède à une étape de calibration puis commence le dépôt de fil en fusion. Ce dépôt est effectué couche par couche jusqu'à l'obtention de la pièce finale. Le temps pour imprimer une structure varie selon les paramètres d'impression définis. Ce temps dépend principalement de l'épaisseur de couche élémentaire choisie. Les épaisseurs de couche accessibles avec une machine Fortus 250 mc sont de 0,178 mm, 0,254 mm et 0,330 mm. Pour des besoins de précision et de bon état de surface, le choix est porté sur la plus faible épaisseur de couche lors du paramétrage, c'est celle pour laquelle le temps d'impression est le plus long. Ce temps est d'environ 69 heures, pour la lentille mince. Dans les machines d'impression industrielles reposant sur le frittage de poudre par Laser, ce temps est fortement réduit à moins de 3 heures. Le processus d'impression par dépôt de fil en fusion (FDM) est illustré sur la Figure 127.

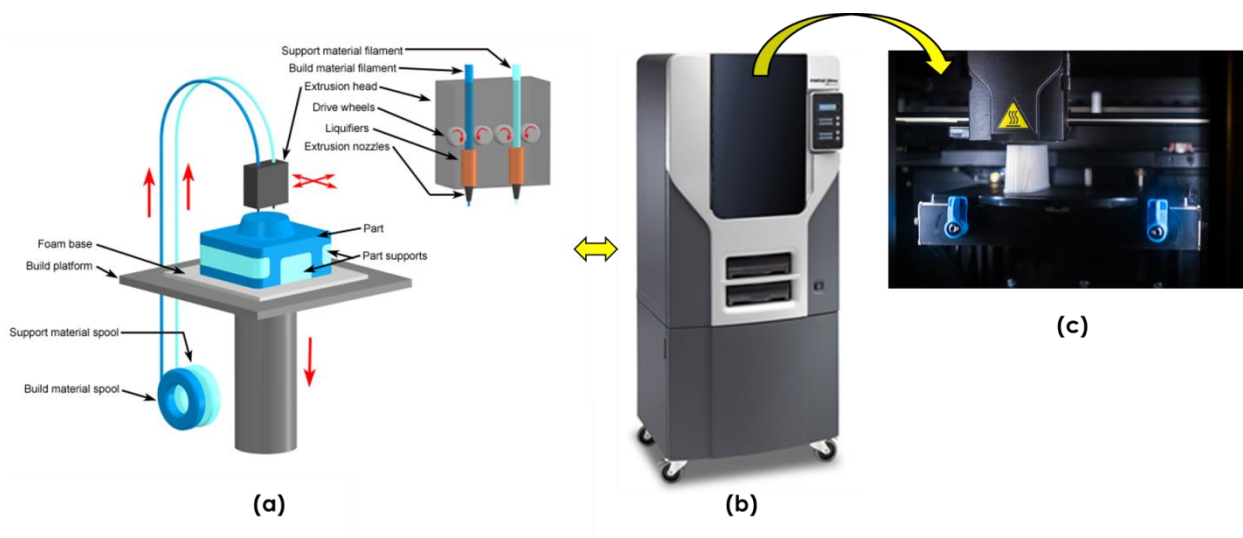


Figure 127 : Impression par dépôt de fil en fusion : (a) principe, (b) machine d'impression Fortus 250 mc, (c) impression en cours dans la chambre fermée.

La pièce finale obtenue après impression est ensuite débarrassée du matériau support ayant servi lors de l'impression. Pour cela, la pièce est immergée dans une solution chimique de PH égal à 12 pendant 24 heures. Elle est ensuite nettoyée à l'eau puis séchée à 60° afin d'éliminer toute trace d'eau très néfaste pour les applications RF.

Défaut de fabrication.

Comme toute méthode de fabrication, la technique du dépôt de fil en fusion présente des limitations dont il faut tenir compte avant de lancer la fabrication d'un composant.

Usure des pièces d'impression.

Une attention particulière doit être portée sur l'usure de certaines parties de la machine comme la tête d'impression et le bouclier d'impression. Lorsque ces pièces sont usées, elles entraînent une détérioration de la précision de l'impression. Si une partie de l'impression est ratée, toute la partie qui est imprimée au-dessus de cette dernière est aussi perdue comme illustré sur la Figure 128.

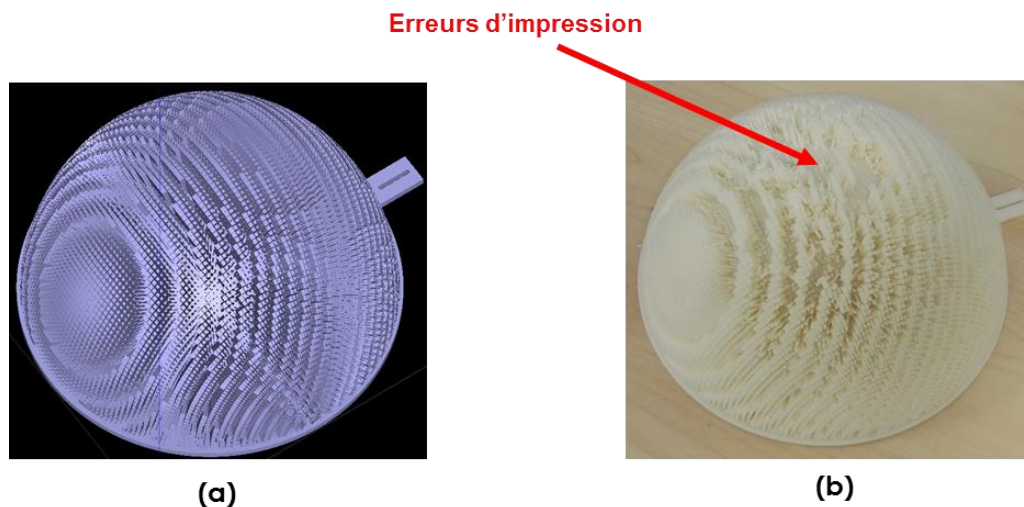


Figure 128 : Erreurs d'impression causées par l'usure des composants de la tête d'impression observée sur une sphère structurée : (a) modèle numérique, (b) composant imprimé.

Tenue mécanique

On a noté que pour des motifs carrés de côté inférieur à 2 épaisseurs de couche ($2 \times 0,178 \text{ mm}$), la tenue mécanique des structures soumises à leur propre poids et à des températures élevées lors de l'impression n'est plus assurée. Il en résulte une déformation de

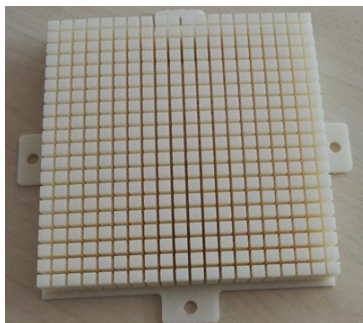
celles-ci qui limite la taille des structures imprimables au-dessus de la résolution théorique de la machine. Ceci est illustré à travers la déformation observée dans l'éprouvette de test mécanique de la Figure 129. Ceci n'impacte pas considérablement les performances des lentilles RF dans la mesure où le facteur de remplissage associé à ces tailles de structure reste faible ($\tau_r < 2,7\%$) et peut être simplement remplacé par une absence de structure ($\tau_r = 0\%$) à la place d'une structure déformée.



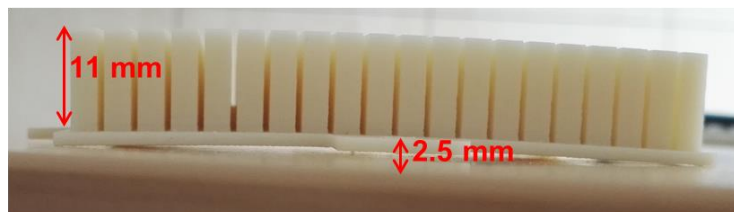
Figure 129 : Déformation des structures imprimées pour des largeurs de structure trop petites.

Torsion de la pièce imprimée

On note aussi que sous l'effet conjugué du poids et de la température lors de l'impression, le composant imprimé peut subir une légère torsion. Cet effet est tel que la surface de la lentille imprimée n'est plus plane, mais présente une légère courbure. Pour la lentille diffractive, les conséquences de cette courbure sont un léger décalage de la bande de fonctionnement. On a montré dans le chapitre III sur la Figure 101 les effets d'un rapprochement entre la source et la lentille diffractive de 3 et 5 mm. La Figure 130 montre la courbure typique après impression d'une pièce test. Elle est de l'ordre de 2,5 à 3 mm.



(a)



(b)

Figure 130 : Mise en évidence de la courbure d'une surface a priori plane après impression :
(a) vue de dessus de la structure test et (b) vue de côté.

IV.B. Caractérisation

IV.B.1. Mesure des paramètres diélectriques du matériau d'impression

Il est nécessaire de connaître avec précision la permittivité relative (ϵ_r) et la tangente de perte ($\tan \delta$) du substrat diélectrique utilisé. Pour cela, on a utilisé une technique de mesure en cavité résonnante précise et restituant des résultats avec une incertitude inférieure à 2% autour de la valeur mesurée de la permittivité.

Le principe de la mesure repose sur la perturbation d'un mode résonnant TE_{01p} d'une cavité cylindrique, un mode dans lequel les lignes de force du champ électrique sont des cercles centrés sur l'axe de la cavité. Aucune de ces lignes de force n'aboutit sur les parois du cylindre. On utilise un des modes TE_{01p} avec p impair car il permet d'avoir un champ électrique maximal au centre de la cavité. Ces modes TE_{01p} sont facilement excitable grâce à des boucles d'excitation magnétiques disposées sur les parois du cylindre à mi-hauteur environ. La configuration des différentes composantes du champ électromagnétique associé au mode TE_{011} est tracée sur la Figure 131.

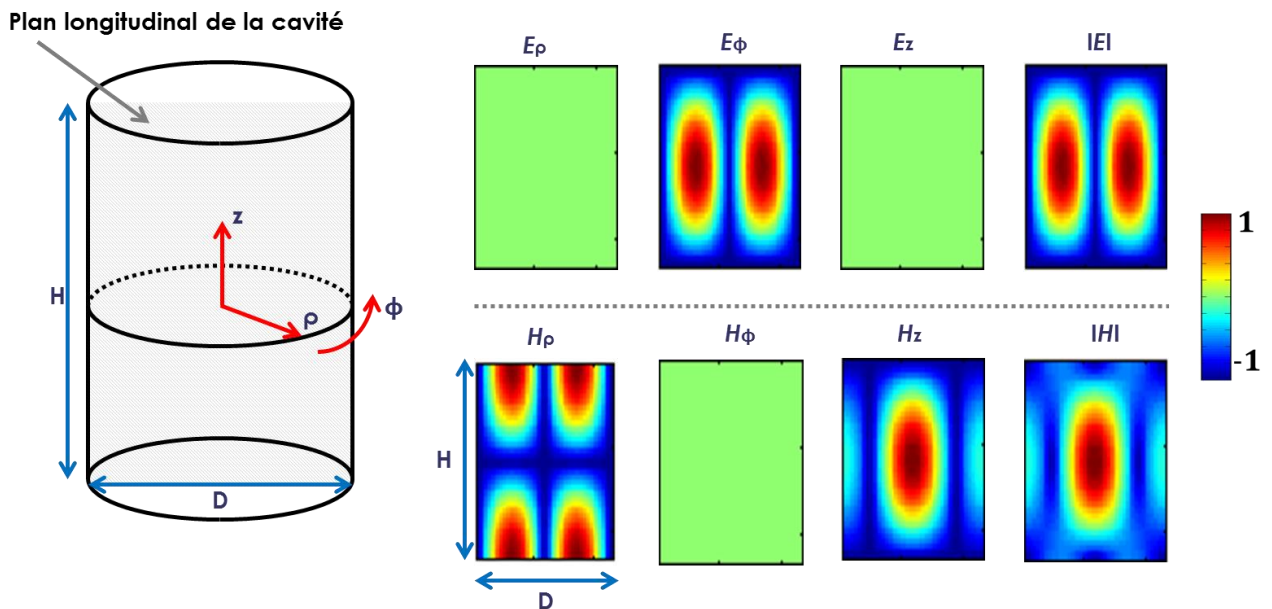


Figure 131 : Configuration des différentes composantes du champ électromagnétique (E et H normalisés) dans un plan longitudinal de la cavité pour le mode TE_{011} .

La configuration du champ électromagnétique des modes TE_{01p} dans la cavité est telle qu'en créant une fente au centre de la cavité, ces modes ne sont quasiment pas perturbés. En introduisant un matériau diélectrique de faible perte dans cette fente, on modifie sa longueur électrique, et donc sa fréquence de résonance. Il en est de même pour son facteur de qualité qui sera modifié par l'ajout des pertes diélectriques supplémentaires. Grâce à la mesure du décalage de fréquence et de la variation du facteur de qualité de la cavité, on peut déterminer les paramètres du diélectrique inséré. Des informations complémentaires sur la détermination des paramètres du diélectrique sont disponibles dans la référence [88]. Les éléments constituant le dispositif de mesure sont présentés sur la Figure 132.

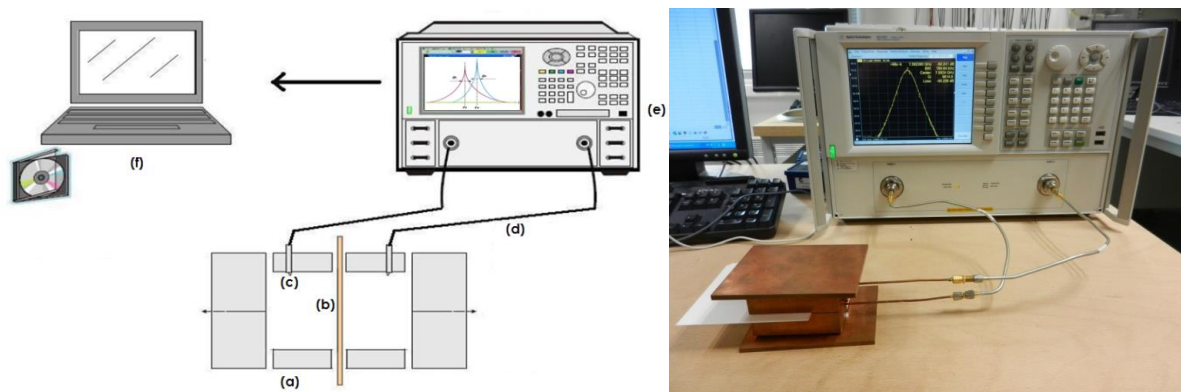


Figure 132 : Dispositif de mesure de la permittivité et de la tangente de perte : (a) parois de la cavité cylindrique, (b) échantillon diélectrique inséré, (c) sondes d'excitation magnétique, (d) câbles reliant les sondes à l'analyseur de réseau vectoriel (e), (f) programme de calcul exécuté sur ordinateur restituant la permittivité et la tangente de perte.

Le substrat diélectrique ABSplus-P430 servant de matériau d'impression a été caractérisé à 2 fréquences en utilisant 2 cavités résonnantes aux parois métalliques faites de cuivre. L'une des cavités a un diamètre de 22,00 mm pour une hauteur de 22,44 mm et est utilisée sur son mode TE_{011} pour une caractérisation à la fréquence de 17,6 GHz. L'autre cavité a un diamètre de 13,81 mm pour une hauteur de 13,87 mm et est utilisée sur son mode TE_{013} pour une caractérisation à la fréquence de 40,5 GHz. Ce sont les résultats de cette dernière cavité qui sont utilisés pour la synthèse des lentilles. Les résultats de la caractérisation sont reportés dans le Tableau 5. Fr_0 et Fr_c désignent respectivement la fréquence de résonance de la cavité vide et chargée. Q_0 et Q_c désignent respectivement le facteur de qualité de la cavité vide et chargée.

Tableau 5 : Mesure des paramètres diélectriques du substrat ABSplus-P430 par une technique de mesure en cavité résonnante.

Paramètres	Mesure 1	Mesure 2
Mode	TE ₀₁₁	TE ₀₁₃
Cavité à vide	Q ₀ =18420 Fr ₀ =17,914 GHz	Q ₀ =14150 Fr ₀ =41,869 GHz
Cavité chargée	Q _c =3490 Fr _c =17,636 GHz	Q _c =1480 Fr _c =40,490 GHz
Epaisseur de l'échantillon	e = 207 ± 6 μm	e = 302 ± 3 μm
Permittivité calculée	ε _r = 2,64 ± 0.05	ε _r = 2,61 ± 0.02
Tangente de perte calculée	tan δ = (4,5 ± 0.1) 10 ⁻³	tan δ = (6,0 ± 0,1) 10 ⁻³

IV.B.2. Dispositif de mesure du gain en bande d'une antenne lentille

Pour caractériser les antennes fabriquées, il est nécessaire de mesurer leur gain ainsi que leur diagramme de rayonnement. Ceci se fait dans une chambre anéchoïque. Pour pouvoir analyser rapidement les performances en bande de l'antenne, on a mis en place une méthode de mesure locale basée sur la comparaison avec une antenne de référence. Il s'agit d'une mesure en transmission composée d'une antenne émettrice et d'une antenne réceptrice toutes deux reliées à un analyseur de réseau vectoriel. Un cornet large bande dont les paramètres sont complètement connus et donnés par le constructeur est utilisée comme antenne de référence. Ce dernier est d'abord caractérisé. Son comportement en bande est alors extrait grâce au coefficient de transmission restitué par l'analyseur de réseau vectoriel. Ensuite, l'antenne lentille dont on souhaite évaluer les performances remplace l'antenne de référence. Le coefficient de transmission dans toute la bande est de nouveau mesuré. La différence (en dB) entre les coefficients de transmission est extraite. Le gain en bande réel de l'antenne lentille est obtenu en sommant la différence calculée (en dB) au gain en bande de l'antenne de référence fourni par le constructeur.

Puisque cette mesure s'effectue dans une pièce fermée mais non tapissée entièrement de matériaux absorbant, des réflexions parasites sur les murs de la pièce peuvent réduire la qualité de la mesure. Pour éliminer la contribution de ces réflexions parasites, on a appliqué un filtrage temporel avec l'analyseur de réseau vectoriel. Le filtrage est appliqué en utilisant une fenêtre de Hamming de 3,3 ns. Lorsque ce filtrage est activé, seule la contribution du trajet direct est prise en compte. La Figure 133 présente les éléments du dispositif de mesure.

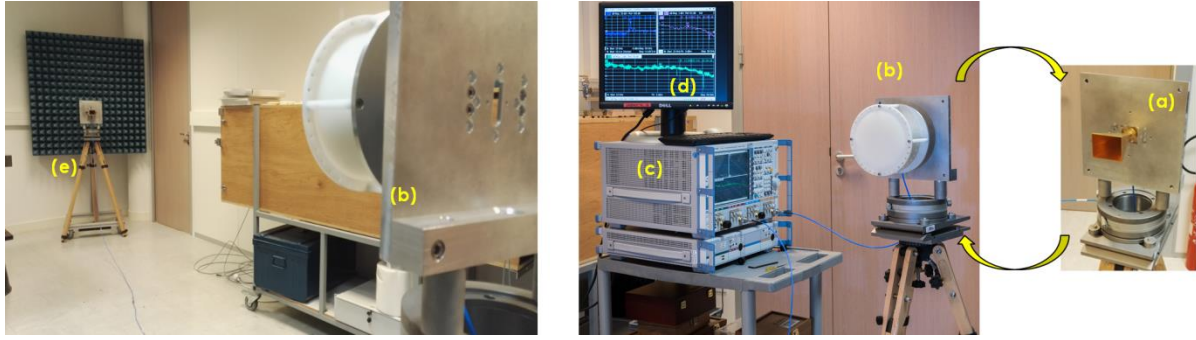


Figure 133 : Dispositif de mesure du gain en bande des antennes lentilles. (a) antenne cornet de référence, (b) antenne lentille dont on cherche à évaluer le gain en bande, (c) analyseur de réseau vectoriel, (d) écran de visualisation, (e) antenne réceptrice.

IV.C. Application pour une antenne lentille hors d'axe

A l'aide des différentes étapes de synthèse, fabrication, simulation et caractérisation, on effectue dans cette partie l'étude d'une lentille hors d'axe.

IV.C.1. Description, synthèse et fabrication de la lentille hors d'axe

La lentille hors d'axe est un composant structuré qui transforme un front d'onde sphérique en onde plane présentant un angle avec l'axe du composant. L'angle θ choisi pour cet exemple est de 28° par rapport à l'axe du composant pour une valeur de focale $F = 61,34$ mm. Sur la base de la procédure de synthèse d'une lentille mince décrite au chapitre II, on peut obtenir le modèle numérique de la lentille à partir de la carte de phase du composant. L'expression analytique de cette carte de phase est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta\varphi(x, y, z_0)_{carte} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{F^2 + x^2 + y^2} - \sqrt{F^2 + \left(\frac{D}{2}\right)^2} + \left(x - \frac{D}{2}\right) \sin\theta \right) \text{mod}[2\pi]$$

avec D qui désigne le diamètre de la lentille. L'obtention de la carte de phase est illustrée sur la Figure 134. Le traitement de la carte de phase calculée permet d'obtenir le composant structuré final. Les étapes successives sont la détermination d'une carte d'indice puis d'une carte de remplissage suivi enfin de l'association des structures sub-longueurs d'onde. Les étapes de cette procédure sont résumées sur la Figure 135.

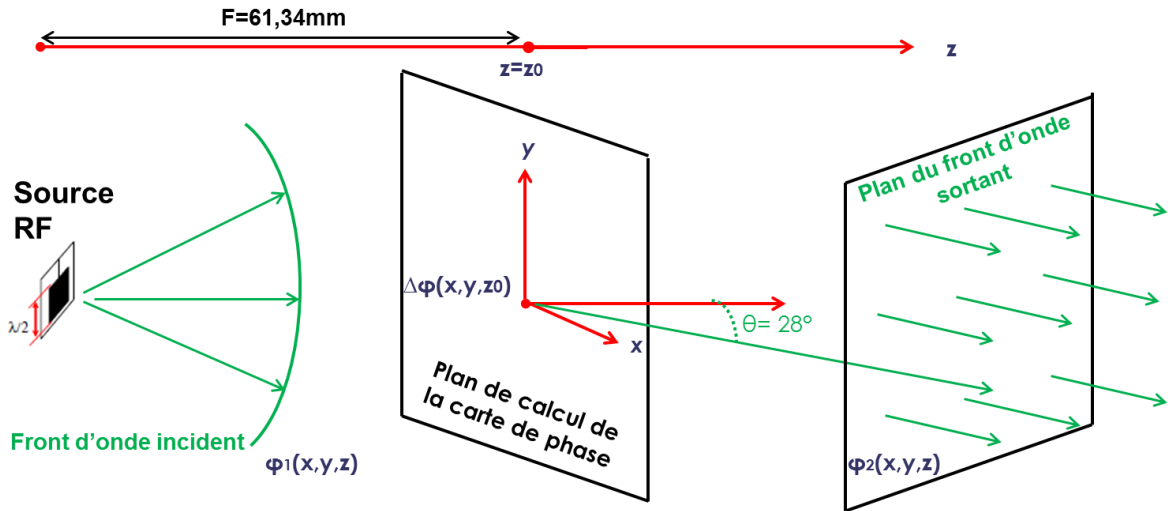


Figure 134 : Obtention de la carte de phase du composant $\Delta\phi(x,y,z_0)$ dans le plan de calcul situé en $z=z_0$.

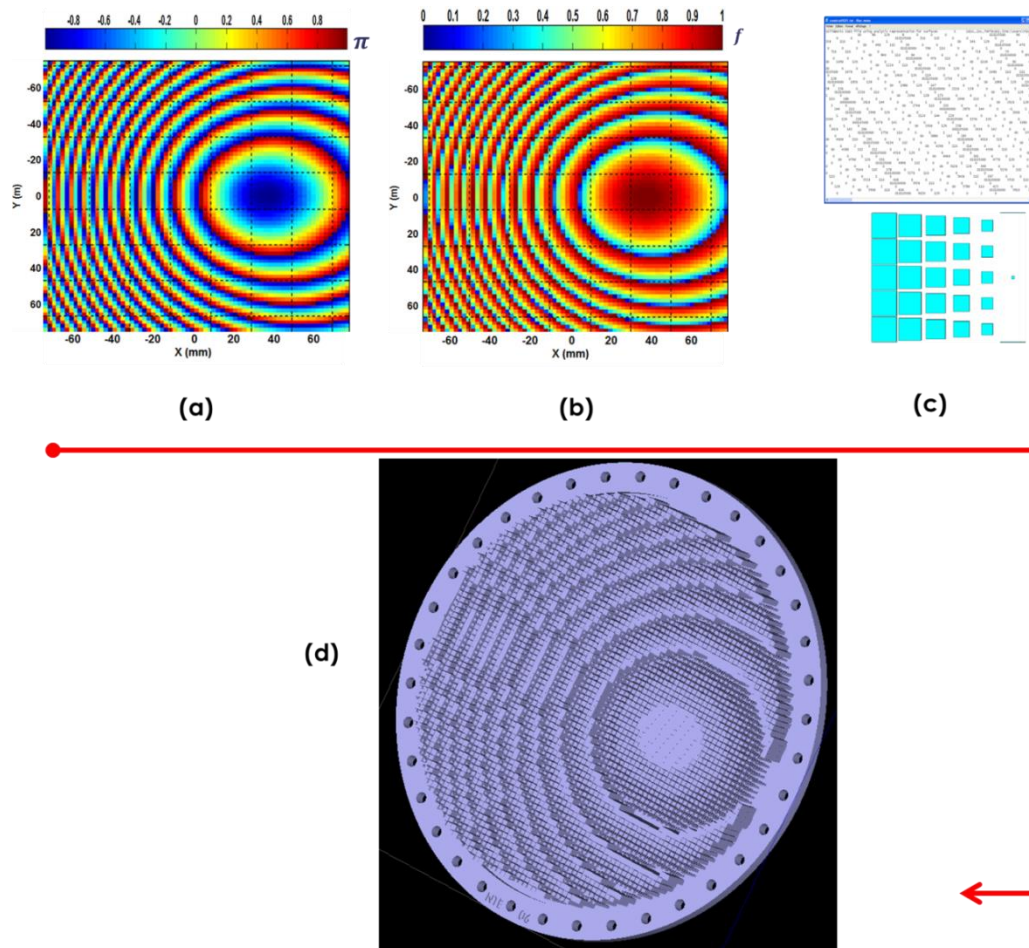


Figure 135 : Procédure complète permettant d'obtenir le modèle numérique de la lentille hors d'axe : (a) carte de phase du composant, (b) carte de remplissage, (c) passerelle numérique avec choix des piliers de forme carré, (d) modèle numérique 3D de la lentille offset.

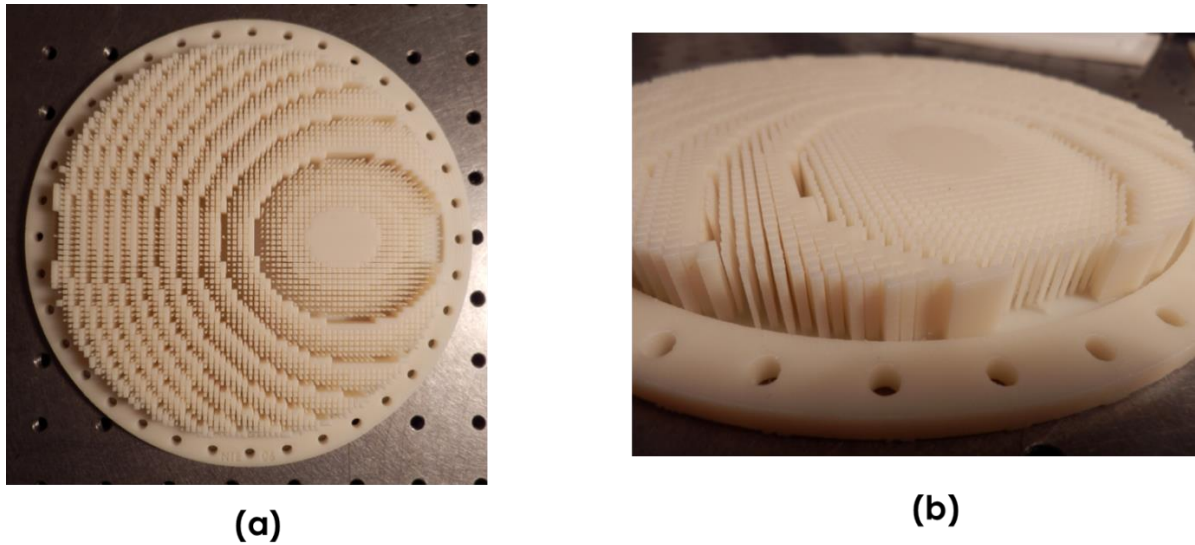


Figure 136 : Lentille hors d'axe fabriquée. (a) vue de dessus, (b) vue de profil.

IV.C.2. Simulation et Caractérisation de la lentille hors d'axe

Le gain en bande de l'antenne lentille hors d'axe a été mesuré. Le résultat de cette mesure est superposé aux résultats de simulation par le logiciel CST et par le modèle de calcul MHFP sur la Figure 137.

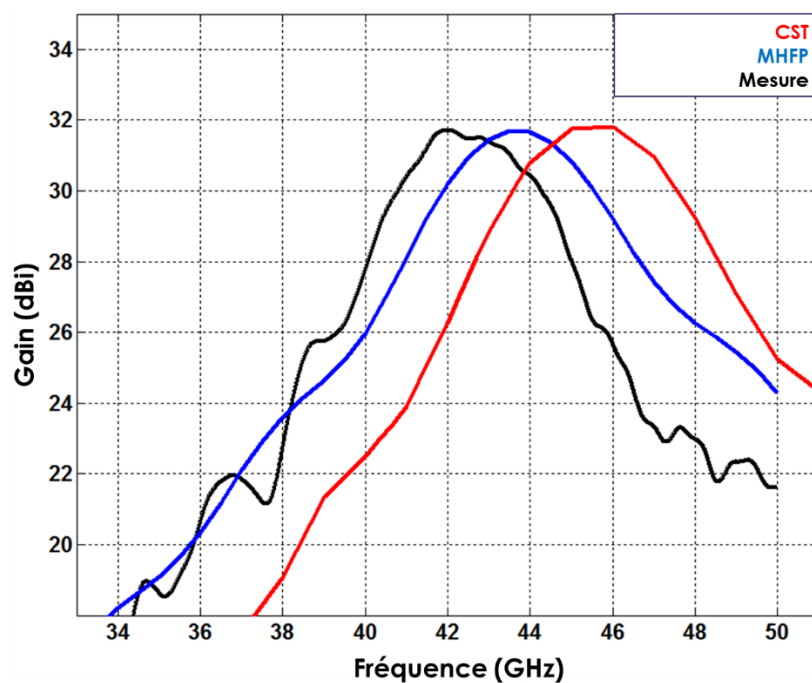


Figure 137 : Gain en bande de la lentille hors d'axe.

On remarque un décalage dans la position du maximum de gain en bande entre les trois courbes. Il s'agit du même décalage observé lors de la mesure de l'antenne lentille (mince et optimisée) du chapitre III. On a déjà proposé une explication de ce décalage dans l'analyse des performances de la lentille optimisée. Entre la mesure et le modèle MHFP, le décalage est simplement dû à un défaut de positionnement entre lentille et source entrainant un rapprochement global d'environ 5 mm. Le décalage de la simulation sur CST est beaucoup plus prononcé et pourrait être une conséquence supplémentaire de la dispersion numérique.

On peut remarquer aussi, par rapport à une lentille mince permettant d'obtenir une onde plane dans l'axe de la lentille, que le gain dans la bande décroît plus vite autour de sa position de maximum. En comparant les largeurs de bande à 3 dB, la lentille mince du chapitre II dispose de 9,1 GHz (soit 21,7%) de largeur de bande alors que la lentille hors d'axe dispose de 4,5 GHz (soit 10,7%) de largeur de bande. Cette comparaison sur la mesure est présentée sur la Figure 138.

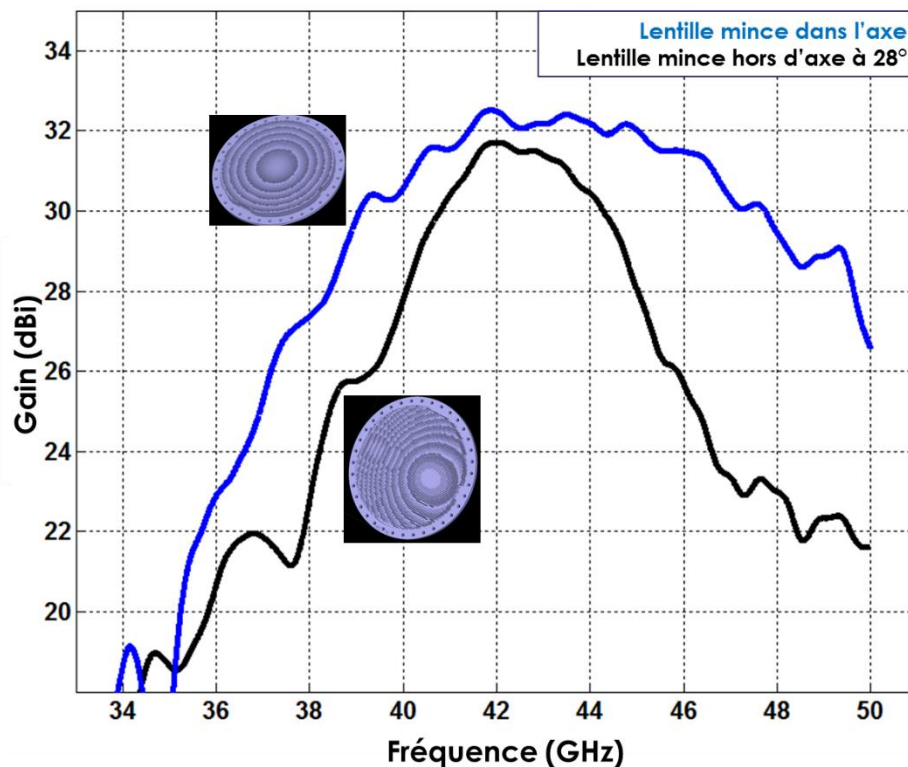


Figure 138 : Gains en bande mesurés et comparés dans la direction du maximum de gain entre les lentilles minces hors d'axe (28°) et dans l'axe (0°).

Pour expliquer cette réduction du gain en bande, on a tracé sur la Figure 139 pour les deux lentilles minces dans l'axe et hors d'axe, une illustration des fronts d'onde associés à des longueurs d'onde supérieures et inférieures à la longueur d'onde du maximum de gain.

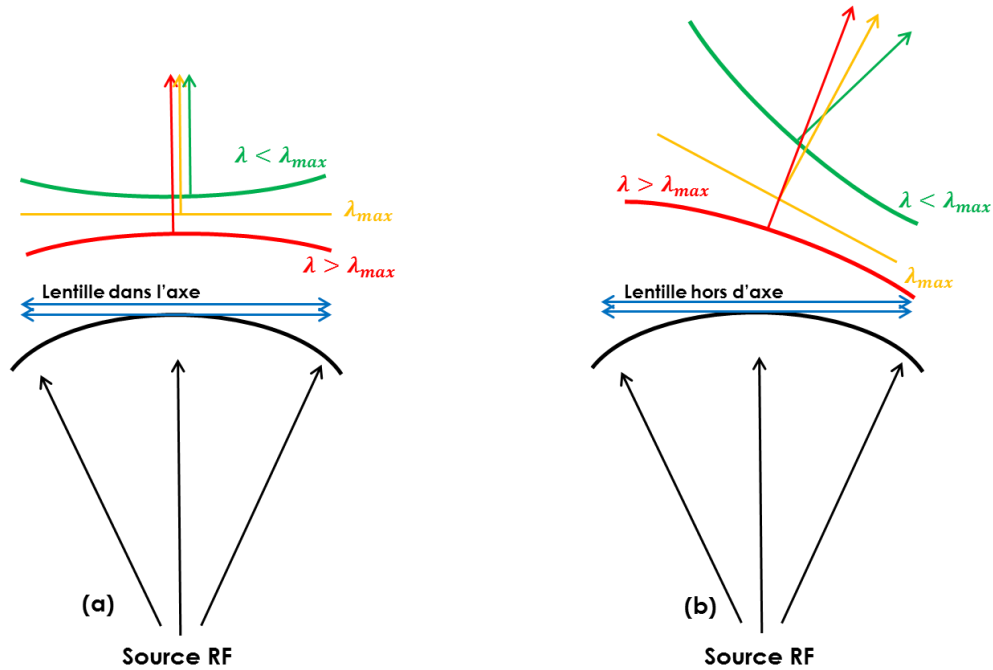


Figure 139 : Illustration des fronts d'onde pour différentes longueurs d'onde. (a) sur la lentille focalisant dans l'axe, (b) sur la lentille focalisant hors d'axe. λ_{max} est la longueur d'onde du maximum de gain en bande.

Pour la lentille mince focalisant dans l'axe, les déformations du front d'onde à des longueurs d'ondes différentes de la longueur d'onde du maximum de gain sont symétriques par rapport à l'axe de la lentille. Toutes les longueurs d'onde dont le front est faiblement déformé présentent alors leur contribution maximale dans l'axe de l'antenne. Sur la Figure 139, les flèches rouge, jaune et verte représentent la direction du maximum de gain respectivement pour une longueur d'onde inférieure, égale et supérieure à la longueur d'onde du maximum de gain. Les directions vers lesquelles pointent ces flèches sont confondues pour cette lentille focalisant dans l'axe. Une courbe de gain calculée dans cette direction contient alors la contribution maximale de toutes les longueurs d'onde proches.

Dans le cas de la lentille hors d'axe, l'absence de symétrie fait que la direction de focalisation est différente pour chaque longueur d'onde. C'est une forme de dispersion chromatique due à la manipulation de la phase par le composant diffractif. Une observation du gain de l'antenne lentille offset dans une direction fixe, en l'occurrence celle de la longueur

d'onde du maximum de gain, verra alors une contribution beaucoup plus faible des autres longueurs d'onde. La contribution d'une longueur d'onde donnée décroît d'autant plus vite qu'elle s'éloigne de la longueur d'onde du maximum de gain. C'est ce qui explique la différence entre la largeur de bande d'une lentille hors d'axe avec celle d'une lentille classique.

Pour compléter l'étude de cette antenne lentille hors d'axe, la distribution en amplitude et en phase du champ électrique est simulée dans l'ouverture de l'antenne à la fréquence nominale de 42 GHz avec CST et avec le modèle MHFP.

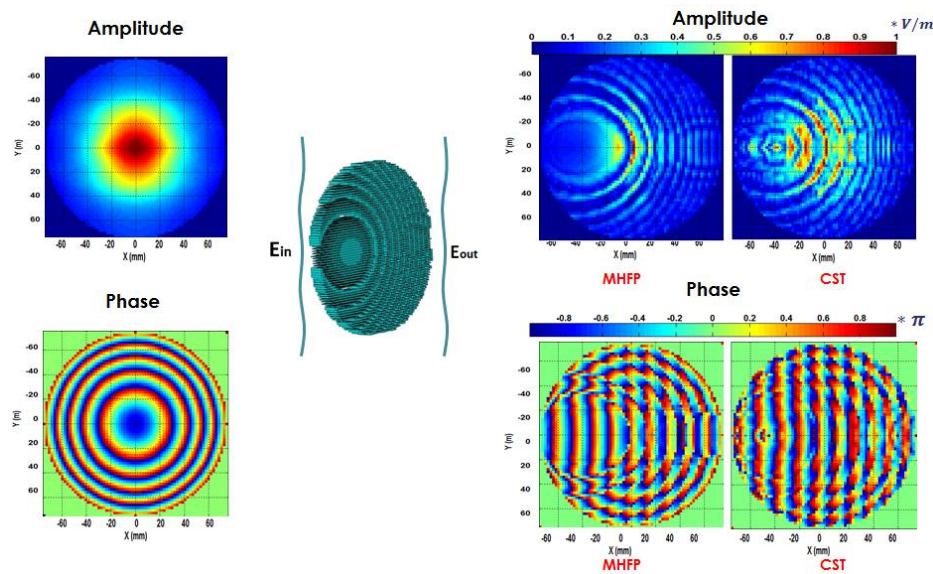


Figure 140 : Distribution du champ électrique dans l'ouverture de l'antenne lentille hors d'axe calculée par le modèle MHFP et CST. Configuration à $F = 61.34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7.14$ mm.

A cette distribution dans l'ouverture est associée la mesure du diagramme de rayonnement dans le plan H représentatif de l'opération réalisée par le composant. La mesure du diagramme a été réalisée dans une chambre anéchoïque. Sur la Figure 141, on superpose les résultats de mesure, de simulation par CST et par le modèle MHFP.

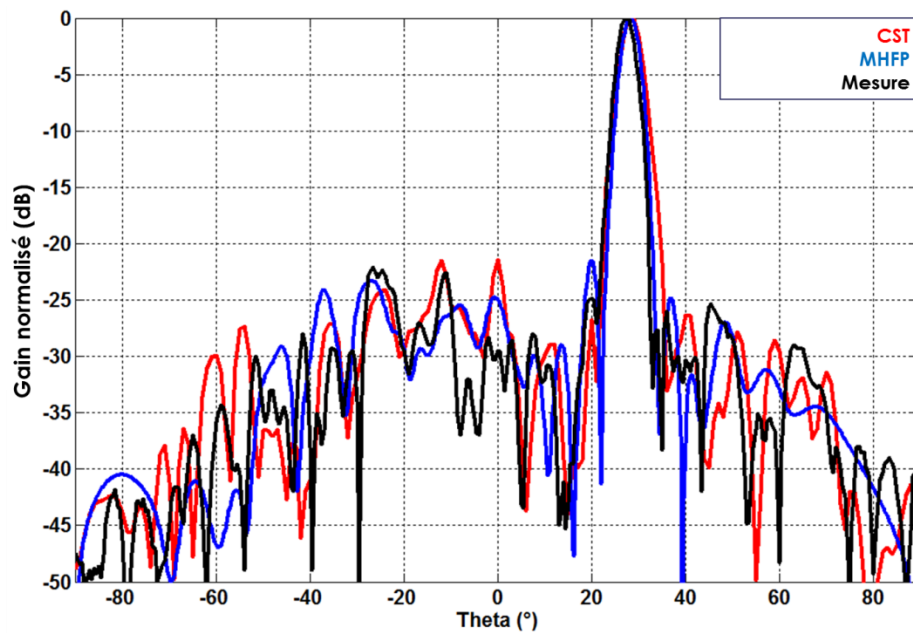


Figure 141 : Diagramme de rayonnement dans le plan H de la lentille hors d'axe.

Le niveau de la remontée des lobes secondaires de la mesure est cohérent avec les résultats de simulation par CST et le modèle MHFP. Cette lentille hors d'axe peut être utilisée en combinaison avec un second composant comme le prisme défléchissant à 28° (prisme présentée dans le chapitre II lors de l'élaboration du modèle de calcul) pour réaliser un dispositif à faisceau dépointable selon l'approche des prismes de Risley [54].

IV.D. Résumé du chapitre IV

Dans ce chapitre, les techniques et procédures de fabrication et de caractérisation ont été présentées. C'est la maturité et la précision des procédés de fabrication associée au développement des passerelles numériques qui rend possible la fabrication des composants structurés. La disponibilité des matériaux adaptés aux applications RF demeure cependant une contrainte. En effet, l'usage de matériaux à plus forte permittivité permettra de réduire l'épaisseur des lentilles et les effets de zonage dans la distribution du champ dans l'ouverture de l'antenne, ce qui finalement améliorera de l'efficacité d'illumination de l'antenne. Les techniques mises en place dans cette étude ont alors été appliquées à la conception et à l'étude d'une lentille hors d'axe.

V. Conclusion générale

Les travaux menés avaient pour but d'explorer le concept des matériaux diélectriques structurés appliqués aux antennes. L'atout de la structuration est de permettre une ingénierie de l'indice de réfraction et donc la possibilité de réaliser des gradients d'indice contrôlés qui n'existent pas à l'état naturel. De tels gradients permettent d'obtenir des déphasages complexes qui sont au cœur de toute opération de focalisation et de déflexion d'une onde électromagnétique. De plus, l'arrivée à maturité industrielle des procédés de fabrication additive permet de les réaliser à moindre coût et facilement, ce qui n'était pas possible avec des procédés traditionnels.

Cependant, la nature multi-échelle de ce type de composant rend leur simulation électromagnétique difficile. Celles-ci nécessitent en effet plusieurs heures de calcul, ce qui ne permet pas d'optimiser des composants structurés avec des moyens de calcul conventionnels. La complexité de leur géométrie nécessite également la mise au point d'outils numériques de fabrication adaptés.

Afin de pouvoir exploiter pleinement le potentiel de ces matériaux structurés, un modèle numérique de calcul a été développé sur la base des chemins optiques. Ce modèle se nomme MHFP pour « Modified Huygens Fresnel Principle » et repose sur l'interférence d'ondes secondaires dans le matériau structuré. Ce modèle restitue des résultats sur le maximum de gain des antennes lentilles diffractives structurées avec une précision de 0,5 dB. La précision sur la remontée des lobes secondaires est quant à elle meilleure que 3 dB. Le temps de calcul du modèle est de l'ordre de la minute comparée à plus de 6 heures pour une simulation complète avec le *solveur temporel* du logiciel de calcul électromagnétique CST.

La rapidité et la précision de ce modèle ont été mises à profit pour optimiser la conception d'une lentille diffractive structurée. Pour illustrer la pertinence de cette approche, ses performances ont été comparées à celles des antennes lentilles de Fresnel et à profil hyperbolique. Cette comparaison s'est faite dans des conditions d'encombrement identiques avec un rapport longueur sur diamètre L/D de 0,5. Le gain de la lentille structurée se révèle être plus élevé de 1,6 dB par rapport à celui de la lentille de Fresnel et de 2,7 dB par rapport à celui de la lentille hyperbolique. Ceci valide ainsi la pertinence de la structuration pour les antennes compactes à fort gain.

Aujourd'hui une des limites liée à ces matériaux structurés vient du faible nombre de matériaux diélectriques compatibles à la fois des procédés de fabrication additive et des contraintes des applications microondes. En effet, la mise au point de matériaux transparents et à fortes permittivité seront bénéfiques pour l'amélioration des performances et la réduction de l'épaisseur de ces composants.

Les nouveaux moyens de simulations associés aux techniques de synthèse holographique 3D mis au point dans cette thèse permettent désormais d'envisager la réalisation de composants non planaires ou conformables. Un exemple de surface sphérique structurée est illustré sur la Figure 142. Ces approches permettront à moindre coût d'améliorer la compacité des antennes et d'augmenter leurs performances.

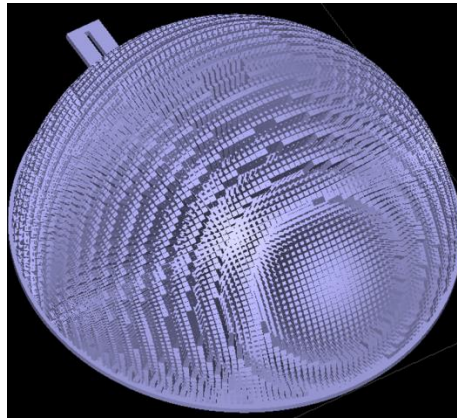


Figure 142 : Sphère structurée modélisée.

VI. Bibliographie

- [1] E. Universalis ,« MICHAEL FARADAY » ,Encyclopædia Universalis. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.universalis.fr/encyclopedie/michael-faraday/>. [Consulté le: 25-août-2017].
- [2] « James Clerk Maxwell », Wikipédia. 21-août-2017.
- [3] E. Universalis ,« HEINRICH RUDOLPH HERTZ » ,Encyclopædia Universalis. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.universalis.fr/encyclopedie/heinrich-rudolph-hertz/>. [Consulté le: 25-août-2017].
- [4] A. DUCROS, Les antennes : théorie et pratique: Emission et réception, 1re éd. Roissy, France: Publitronic - Elektor, 2008.
- [5] P. Lalanne et M. Hutley, « The optical properties of artificial media structured at a subwavelength scale », ResearchGate.
- [6] « Antennes actives - Principes de conception ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/technologies-de-l-information-th9/systemes-radars-42591210/antennes-actives-e3294/>. [Consulté le: 25-août-2017].
- [7] « Antenne parabolique », Wikipédia. 19-avr-2017.
- [8] J. Huang et J. A. Encinar, Reflectarray Antennas. John Wiley & Sons, 2007.
- [9] S. Gaber, S. H. Zainud-Deen, et H. A. E.-A. Malhat, Analysis and Design of Reflectarrays/Transmitarrays Antennas. Saarbrücken: LAP Lambert Academic Publishing, 2014.
- [10] O. Picon, L. Cirio, C. Ripoll, G. Baudoin, J.-F. Bercher, et M. Villegas, Les antennes - Théorie, conception et applications. Paris: Dunod, 2009.
- [11] A. Harrabi, « Conception et réalisation d'une antenne plate pour la réception satellite », UNIVERSITE DE NANTES/UNIVERSITE DE TUNIS EL MANAR, 2015.
- [12] « Bill Gates-backed antenna technology firm Kymeta raises \$50m in Series C funding ». [En ligne]. Disponible sur: https://thenextweb.com/insider/2013/07/09/bill-gates-backed-antenna-technology-firm-kymeta-raises-50m-in-series-c-funding/#.tnw_zD1ns38x. [Consulté le: 25-août-2017].
- [13] « CEM Expertise : Autres sources de pollutions hyperfréquences ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.champs-electro-magnetiques.com/ondes/autres-sources-de-pollutions-19.html>. [Consulté le: 25-août-2017].
- [14] « Comrod - Groupe Comrod Communication ». [En ligne]. Disponible sur: http://www.comrod.com/?lang=fr_FR. [Consulté le: 25-août-2017].
- [15] « Un nouveau radar embarqué, très discret, sévit en Creuse ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.francebleu.fr/un-nouveau-radar-embarque-tres-discret-sevit-en-creuse-1412233715>. [Consulté le: 25-août-2017].
- [16] W. P. Hull, « AESA diagnostics in operational environments [antenna array] », in Proceedings of the IEEE National Radar Conference, 1989, p. 107- 112.
- [17] W. Hull et R. Nordmeyer, Active-Element, Phased-Array Radar - Affordable Performance for the 1990s. New York: I E E E, 1991.
- [18] E. Brookner, « Phased-Array and Radar Astounding Breakthroughs - An Update », in 2008 Ieee Radar Conference, Vols. 1-4, New York: Ieee, 2008, p. 1179- 1184.
- [19] F.-X. Estagerie, Modélisation comportementale d'amplificateurs de puissance pour les applications radars. Limoges, 2008.
- [20] A. W. Love, Éd., Reflector Antennas. New York: John Wiley & Sons Inc, 1978.
- [21] C. Ménudier, Caractérisation des performances d'antennes à réflecteurs paraboliques illuminées par une source focale BIE : application à l'optimisation d'une couverture multimédia multi-faisceaux. Limoges, 2007.

- [22] H. Ling, Y. Lo, et Y. Rahmatsamii, « Reflector Sidelobe Degradation Due to Random Surface Errors », *Ieee Trans. Antennas Propag.*, vol. 34, no 2, p. 164- 172, févr. 1986.
- [23] W. Rusch, « The Current State of the Reflector Antenna Art », *Ieee Trans. Antennas Propag.*, vol. 32, no 4, p. 313- 329, 1984.
- [24] A. Moldsvor et P.-S. Kildal, « Analysis of aperture blockage in reflector antennas by using obstacle-located blockage currents », *Antennas Propag. IEEE Trans. On*, vol. 40, no 1, p. 100–102, 1992.
- [25] A. W. Rudge et N. A. Adatia, « Offset-parabolic-reflector antennas: A review », *Proc. IEEE*, vol. 66, no 12, p. 1592- 1618, déc. 1978.
- [26] G. . Deschamps, « Microstrip Microwave Antennas », *Proc. 3rd USAF Symp. Antennas*, p. 1953.
- [27] D. M. Pozar, « Microstrip antennas », *Proc. IEEE*, vol. 80, no 1, p. 79- 91, janv. 1992.
- [28] « STIR Plus Vertical - Page 2 ». [En ligne]. Disponible sur:
<http://radarandlaserforum.com/showthread.php/3480-STIR-Plus-Vertical/page2>.
[Consulté le: 25-août-2017].
- [29] D. Loffler, W. Wiesbeck, et B. Johannisson, « Conformal aperture coupled microstrip phased array on a cylindrical surface », in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 1999 Digest. Held in conjunction with: USNC/URSI National Radio Science Meeting (Cat. No.99CH37010)*, 1999, vol. 2, p. 882- 885 vol.2.
- [30] D. Pozar, « Considerations for millimeter wave printed antennas », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 31, no 5, p. 740- 747, sept. 1983.
- [31] F. Yang et Y. Rahmat-Samii, « Microstrip antennas integrated with electromagnetic band-gap (EBG) structures: a low mutual coupling design for array applications », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 51, no 10, p. 2936- 2946, oct. 2003.
- [32] A. Henderson, J. R. James, et C. M. Hall, « Bandwidth extension techniques in printed conformal antennas », présenté à *Military Microwaves '86*, 1986, p. 329- 334.
- [33] « Antennes - Techniques - Petites antennes ». [En ligne]. Disponible sur:
<https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/electronique-photonique-th13/antennes-42280210/antennes-e3284/petites-antennes-e3284niv10001.html#niv-sl3112719>. [Consulté le: 25-août-2017].
- [34] D. M. Pozar, S. D. Targonski, et H. D. Syrigos, « Design of millimeter wave microstrip reflectarrays », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 45, no 2, p. 287- 296, févr. 1997.
- [35] D. Berry, R. Malech, et W. Kennedy, « The reflectarray antenna », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 11, no 6, p. 645- 651, nov. 1963.
- [36] J. Huang, « Microstrip reflectarray », in *Antennas and Propagation Society Symposium 1991 Digest*, 1991, p. 612- 615 vol.2.
- [37] L. D. Palma, « Reconfigurable transmitarray antennas at millimeter-wave frequencies », *phdthesis*, Université Rennes 1, 2015.
- [38] D. M. Pozar et T. A. Metzler, « Analysis of a reflectarray antenna using microstrip patches of variable size », *Electron. Lett.*, vol. 29, no 8, p. 657- 658, avr. 1993.
- [39] M. R. Chaharmir, J. Shaker, M. Cuhaci, et A. Sebak, « Reflectarray with variable slots on ground plane », *Antennas Propag. IEE Proc. - Microw.*, vol. 150, no 6, p. 436- 439, déc. 2003.
- [40] R. E. Munson, H. A. Haddad, J. W. Hanlen, et B. Corporation, « Microstrip reflectarray for satellite communication and radar cross-section enhancement or reduction », 24-sept-1982.
- [41] J. Huang et R. J. Pogorzelski, « Microstrip reflectarray with elements having variable rotation angles », in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium 1997. Digest*, 1997, vol. 2, p. 1280- 1283 vol.2.

- [42] J. Lanteri, « Modélisation et conception de nouvelles cellules élémentaires et sources primaires pour réseaux réflecteurs en bande millimétrique », Nice, 2007.
- [43] S. V. Hum et J. Perruisseau-Carrier, « Reconfigurable Reflectarrays and Array Lenses for Dynamic Antenna Beam Control: A Review », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 62, no 1, p. 183- 198, janv. 2014.
- [44] S. V. Hum, M. Okoniewski, et R. J. Davies, « Modeling and Design of Electronically Tunable Reflectarrays », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 55, no 8, p. 2200- 2210, août 2007.
- [45] H. Kamoda, T. Iwasaki, J. Tsumochi, T. Kuki, et O. Hashimoto, « 60-GHz Electronically Reconfigurable Large Reflectarray Using Single-Bit Phase Shifters », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 59, no 7, p. 2524- 2531, juill. 2011.
- [46] H. Legay, B. Pinte, M. Charrier, A. Ziaei, E. Girard, et R. Gillard, « A steerable reflectarray antenna with MEMS controls », in *IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, 2003., 2003, p. 494- 499.
- [47] S. V. Hum, G. McFeetors, et M. Okoniewski, « Integrated mems reflectarray elements », in *2006 First European Conference on Antennas and Propagation*, 2006, p. 1- 6.
- [48] J. Perruisseau-Carrier et A. K. Skriversvik, « Monolithic MEMS-Based Reflectarray Cell Digitally Reconfigurable Over a 360 circ \$ Phase Range », *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 7, p. 138- 141, 2008.
- [49] R. R. Romanofsky, « Advances in Scanning Reflectarray Antennas Based on Ferroelectric Thin-Film Phase Shifters for Deep-Space Communications », *Proc. IEEE*, vol. 95, no 10, p. 1968- 1975, oct. 2007.
- [50] G. Perez-Palomino et al., « Design and Experimental Validation of Liquid Crystal-Based Reconfigurable Reflectarray Elements With Improved Bandwidth in F-Band », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 61, no 4, p. 1704- 1713, avr. 2013.
- [51] E. Carrasco, M. Tamagnone, et J. Perruisseau-Carrier, « Tunable Graphene Reflective Cells for THz Reflectarrays and Generalized Law of Reflection », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no 10, p. 104103, mars 2013.
- [52] W. E. Kock, « Path-Length Microwave Lenses », *Proc. IRE*, vol. 37, no 8, p. 852- 855, août 1949.
- [53] Y. Yang, « Analytic Solution of Free Space Optical Beam Steering Using Risley Prisms », *J. Light. Technol.*, vol. 26, no 21- 24, p. 3576- 3583, déc. 2008.
- [54] N. Gagnon et A. Petosa, « Using Rotatable Planar Phase Shifting Surfaces to Steer a High-Gain Beam », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 61, no 6, p. 3086- 3092, juin 2013.
- [55] D. M. Pozar, « Flat lens antenna concept using aperture coupled microstrip patches », *Electron. Lett.*, vol. 32, no 23, p. 2109- 2111, nov. 1996.
- [56] M. Barba, E. Carrasco, et J. A. Encinar, « Suitable planar transmit-arrays in X-band », in *The European Conference on Antennas and Propagation: EuCAP 2006*, 2006, vol. 626, p. 533.
- [57] A. Abbaspour-Tamijani, K. Sarabandi, et G. M. Rebeiz, « Antenna-filter-antenna arrays as a class of bandpass frequency-selective surfaces », *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 52, no 8, p. 1781- 1789, août 2004.
- [58] R. H. Phillion et M. Okoniewski, « Lenses for Circular Polarization Using Planar Arrays of Rotated Passive Elements », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 59, no 4, p. 1217- 1227, avr. 2011.
- [59] C. G. M. Ryan, M. R. Chaharmir, J. Shaker, J. R. Bray, Y. M. M. Antar, et A. Ittipiboon, « A Wideband Transmitarray Using Dual-Resonant Double Square Rings », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 58, no 5, p. 1486- 1493, mai 2010.

- [60] A. H. Abdelrahman, A. Z. Elsherbeni, et F. Yang, « Transmission Phase Limit of Multilayer Frequency-Selective Surfaces for Transmitarray Designs », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 62, no 2, p. 690- 697, févr. 2014.
- [61] M. Li, M. A. Al-Joumayly, et N. Behdad, « Broadband True-Time-Delay Microwave Lenses Based on Miniaturized Element Frequency Selective Surfaces », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 61, no 3, p. 1166- 1179, mars 2013.
- [62] A. Petosa, N. Gagnon, et A. Ittipiboon, « Effects of Fresnel lens thickness on aperture efficiency », in *Proc. 10th Int. Symp. Antenna Techniques and applications EM and URSI Conf*, 2004, p. 175–178.
- [63] A. Petosa et A. Ittipiboon, « Shadow blockage effects on the aperture efficiency of dielectric Fresnel lenses », *Antennas Propag. IEE Proc. - Microw.*, vol. 147, no 6, p. 451- 454, déc. 2000.
- [64] C. Bernhard, « Structural and Functional Adaptation in a Visual System », *Endeavour*, vol. 26, no 98, p. 79-, 1967.
- [65] P. Lalanne et D. LemercierLalanne, « Depth dependence of the effective properties of subwavelength gratings », *J. Opt. Soc. Am. -Opt. Image Sci. Vis.*, vol. 14, no 2, p. 450- 458, févr. 1997.
- [66] S. Rytov, « Electromagnetic Properties of a Finely Stratified Medium », *Sov. Phys. Jetp-Ussr*, vol. 2, no 3, p. 466- 475, 1956.
- [67] L. F. Li, « Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures », *J. Opt. Soc. Am. -Opt. Image Sci. Vis.*, vol. 13, no 9, p. 1870- 1876, sept. 1996.
- [68] P. Lalanne et J. P. Hugonin, « High-order effective-medium theory of subwavelength gratings in classical mounting: application to volume holograms », *J. Opt. Soc. Am. - Opt. Image Sci. Vis.*, vol. 15, no 7, p. 1843- 1851, juill. 1998.
- [69] M. Motamedi, W. Southwell, et W. Gunning, « Antireflection Surfaces in Silicon Using Binary Optics Technology », *Appl. Opt.*, vol. 31, no 22, p. 4371- 4376, août 1992.
- [70] M. Moharam et T. Gaylord, « Rigorous Coupled-Wave Analysis of Planar-Grating Diffraction », *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 71, no 7, p. 811- 818, 1981.
- [71] « Théorème de Floquet », Wikipédia. 29-nov-2016.
- [72] « Maillage », Wikipédia. 08-juin-2017.
- [73] K. Yee, « Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media », *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 14, no 3, p. 302- 307, mai 1966.
- [74] Courant, R.; Friedrichs, K.; Lewy, H. (1928), « Über die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik », *Mathematische Annalen* (in German), 100 (1): 32–74. .
- [75] « Finite element method », Wikipedia. 28-juill-2017.
- [76] R. P. Feynman et A. R. Hibbs, *Quantum Mechanics and Path Integrals*, First Edition. New York, NY: McGraw-Hill Inc.,US, 1965.
- [77] R. P. Feynman et A. Zee, *QED: The Strange Theory of Light and Matter*. Princeton; Oxford: Princeton University Press, 2006.
- [78] « Reality Is---The Feynman Path Integral ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.thephysicsmill.com/2013/07/16/reality-is-the-feynman-path-integral/>. [Consulté le: 25-août-2017].
- [79] « Diffraction ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.gatinel.com/recherche-formation/diffraction/>. [Consulté le: 25-août-2017].
- [80] C. Huygens, *Traité de la lumière*, par Christian Huyghens. Gauthier-Villars, 1920.
- [81] J.-L. Basdevant, « Le Mémoire de Fresnel sur la diffraction de la lumière », *Bibnum Textes Fond. Sci.*, 2009.
- [82] « Kirchhoff's diffraction formula », Wikipedia. 20-juin-2017.

- [83] R. L. Lucke, « Rayleigh-Sommerfield Diffraction vs Fresnel-Kirchhoff, Fourier Propagation and Poisson's Spot », NAVAL RESEARCH LAB WASHINGTON DC, 2004.
- [84] « Équation eikonale », Wikipédia. 05-nov-2016.
- [85] « Fabrication additive », Wikipédia. 12-juin-2017.
- [86] « Le marché des Imprimantes 3D ». [En ligne]. Disponible sur:
<http://www.fabulous.com.co/guide-impression-3d/en-bref/marche/>. [Consulté le: 25-août-2017].
- [87] Y. Arbaoui, V. Laur, A. Maalouf, P. Queffelec, "3D printing for microwave: Materials characterization and application in the field of absorbers", Proc. IEEE Int. Microw. Symp., 2015-May.
- [88] Janezic, M. D. (1996). Nondestructive Relative Permittivity and Loss Tangent Measurements Using a Split-Cylinder. thèse de doctorat, COLORADO

VII. Table des illustrations

Figure 1 : schéma de principe d'un système antenne radioélectrique.....	11
Figure 2 : Réception satellitaire sur porteurs mobiles [12].	13
Figure 3 : Répéteurs hertziens utilisés dans les liaisons point à point des opérateurs [13].....	14
Figure 4 : Liaisons point à point sur le théâtre d'une opération militaire [14].	14
Figure 5 : Utilisation radar dans le cadre de la surveillance du trafic routier [15].....	15
Figure 6 : Schéma de principe d'une antenne réseau, application d'un déphasage pour dépointer le faisceau [19].	17
Figure 7 : Eléments constitutifs d'une antenne active [19].	17
Figure 8 : Antenne active (AMSAR) [19].....	19
Figure 9 : Schéma de principe du réflecteur parabolique [21].	20
Figure 10 : Modification du diagramme de rayonnement d'une antenne parabolique en fonction des erreurs aléatoires de surface exprimées en radian [23].....	20
Figure 11 : Configuration de la source centrée (gauche) et en offset (droite) [21].	21
Figure 12 : Dépointage du faisceau d'antenne par déplacement dans le plan focal [21].	22
Figure 13 : Volume d'encombrement pour le dépointage mécanique du faisceau.	23
Figure 14 : antenne patch [10].....	23
Figure 15 : Réseaux d'antennes patches [28].	24
Figure 16 : Antennes patches classiques : (a) vue de haut et (a') vue de côté. Antennes patches avec un matériau à bande interdite : (b) vue de haut et (b') vue de côté [31].	25
Figure 17 : Antenne patch à multiples résonances [33].	26
Figure 18 : Schéma de principe d'un reflectarray [37].	27
Figure 19 : Contrôle de la phase par ajustement de la longueur d'un stub.	28
Figure 20 : Contrôle de la phase par variation de la taille du patch.	28
Figure 21 : Contrôle de la phase par rotation du patch [42].	28
Figure 22 : Reconfigurabilité des reflectarrays : (a) résonateur accordable, (b) onde guidée, (c) rotation des patches, (d) varactor pour accorder le résonateur, (e) stub accordable, (f) spiraphase [43].	29
Figure 23 : Schéma de principe du transmitarray [37].	31
Figure 24 : Deux transmitarrays cascades dont les orientations relatives de l'un par rapport à l'autre permettent de fixer la direction de focalisation [54].	32
Figure 25 : Cellule unitaire TTD d'un transmitarray [61].	33
Figure 26 : Antenne lentille diélectrique.	34
Figure 27 : De la lentille massive (a) à la lentille de Fresnel (b).	35
Figure 28 : Effet d'ombrage avec des rayons verts déviés de la direction utile représentée par les rayons rouges.	37
Figure 29 : (a) lentille de Fresnel diffractive classique, fine mais peu performante. (b) lentille diffractive à gradient d'indice, approche théorique idéale.	38
Figure 30 : (a) lentille diffractive à gradient d'indice, approche théorique idéale. (b) Lentille diffractive sub-longueur d'onde, fine, performante et réalisable par une technologie de fabrication à bas coût.	39
Figure 31 : Equivalence entre un milieu 1D structuré périodiquement et une couche d'indice effectif [5].	40
Figure 32 : Milieu structuré en 2 dimensions avec un motif pilier carré.	42
Figure 33 : Description du domaine multi-échelle de propagation du champ électromagnétique.	44
Figure 34 : (a) Maille tétraédrique et (b) maille hexaédrique [72].	46
Figure 35 : (a) maille TE, (b) maille TM, (c) entrelacement des mailles [72].	47

Figure 36 : Effets de la finesse de maillage sur la dispersion numérique.	48
Figure 37 : Chemins optiques possibles entre 2 points : (a) régime des courtes longueurs d'ondes, (b) grandes longueurs d'onde [78].	50
Figure 38 : Différentes échelles représentatives de la lentille.	52
Figure 39 : Equivalence entre (a) le milieu structuré périodique et (c) le milieu à indice effectif. (b) tracée de la loi d'équivalence entre τr et n_{eff}	52
Figure 40 : Equivalence étendue entre (a) un milieu structuré localement modulé et (b) un milieu à indice effectif aussi modulé.	53
Figure 41 : Configuration test pour comparer une description avec des microstructures de tailles variables et des microstructures uniformes. $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm.	54
Figure 42 : diagrammes de rayonnement simulés sous CST à la fréquence nominale de 42 GHz et comparant une lentille structurée et une lentille à indice effectif.	54
Figure 43 : Comparaison du gain en bande entre une lentille structurée et une lentille à indice effectif.	55
Figure 44 : Onde en incidence oblique sur un substrat diélectrique.	56
Figure 45 : Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation de l'onde incidente pour un substrat diélectrique de permittivité relative 2,6.	57
Figure 46 : Apparition du phénomène de diffraction dû aux interférences [79].	58
Figure 47 : Ondes secondaires d'Huygens reformant le front d'onde suivant.	59
Figure 48 : Principe de Huygens-Fresnel appliqué entre 2 interfaces.	60
Figure 49 : Configuration test d'antenne lentille utilisée pour l'élaboration du modèle de calcul. $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm.	61
Figure 50 : Gain en bande des sources cornet utilisées.	62
Figure 51 : Disposition des différents éléments pour la simulation du prisme sub-longueur d'onde. (a) vue de côté, (b) vue de haut, (c) vue de coupe, (d) motif périodique du prisme. Avec (1) la source cornet RF, (2) la lentille hyperbolique et (3) le prisme sub-longueur d'onde.	62
Figure 52 : Distribution du champ électrique en amplitude et phase, à la fréquence de 42 GHz, en sortie de la lentille hyperbolique, et utilisée pour exciter le prisme.	63
Figure 53 : (a) front d'onde approximé par (b) des chemins optiques droits.	64
Figure 54 : Modèle du piston de phase dérivé de l'approximation des chemins optiques droits.	64
Figure 55 : Distribution du champ électrique en amplitude et phase, à la fréquence de 42 GHz en entrée (gauche), et en sortie (droite) calculé par CST et le modèle du piston de phase.	65
Figure 56 : Diagramme de rayonnement, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle du piston de phase (bleu).	66
Figure 57 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle du piston de phase (bleu).	66
Figure 58 : Evolution du gain dans la bande de fonctionnement (33-51 GHz). Comparaison entre CST (rouge) et le modèle du piston de phase (bleu).	67
Figure 59 : (a) front d'onde de Huygens approximé par (b) des chemins optiques réfractés à partir des lois de l'optique géométrique.	68
Figure 60 : Modèle du chemin optique réfracté.	69
Figure 61 : Distribution du champ électrique en amplitude et phase, à la fréquence de 42 GHz en entrée (gauche), et en sortie (droite) calculé par CST et le modèle de la réfraction.	70
Figure 62 : Diagramme de rayonnement, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle du piston de la réfraction (bleu).	71
Figure 63 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle de la réfraction (bleu).	71

Figure 64 : Evolution du gain dans la bande de fonctionnement (33-51 GHz). Comparaison entre CST (rouge) et le modèle de la réfraction (bleu).	72
Figure 65 : Approximation du trajet extrémal (trajet de Fermat) par le trajet direct dans le milieu inhomogène en indice lorsque les distances sont de l'ordre de la longueur d'onde.	74
Figure 66 : Modèle interférentiel reposant sur une modification du principe de Huygens-Fresnel.	74
Figure 67 : Calcul du trajet optique PM_{path} associant chaque couple de point par le trajet direct dans le modèle.	75
Figure 68 : Distribution du champ électrique en amplitude et phase, à la fréquence de 42 GHz en entrée (gauche), et en sortie (droite) calculé par CST et le modèle MHFP.	76
Figure 69 : Diagramme de rayonnement, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle MHFP (bleu).	77
Figure 70 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge) et le modèle MHFP (bleu).	77
Figure 71 : Evolution du gain dans la bande de fonctionnement (33-51 GHz). Comparaison entre CST (rouge) et le modèle MHFP (bleu).	78
Figure 72 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge), le modèle MHFP (bleu), et la mesure (vert).	80
Figure 73 : Evolution du gain dans la bande de fonctionnement (33-51 GHz). Comparaison entre CST (rouge), le modèle MHFP (bleu), et la mesure (vert).	81
Figure 74 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge), le modèle MHFP (bleu), et la mesure (vert).	82
Figure 75 : Diagramme de rayonnement dans le plan H, à la fréquence de 42 GHz. Comparaison entre CST (rouge), le modèle MHFP (bleu) sur différents réseaux défléchissant à -10° (a), -20° (b), -30° (c), -40° (d) et -50° (e).	83
Figure 76 : Différence de phase qui résulte de la traversée d'une couche diélectrique d'indice optique n_0 et d'épaisseur H	86
Figure 77 : Déphasage lors de la traversée de 2 matériaux d'indice de réfraction différents. .	86
Figure 78 : Evolution de l'excursion de phase pour différentes longueurs d'onde : pente rouge pour $\lambda L < \lambda_0$, pente jaune pour λ_0 , pente violette pour $\lambda H > \lambda_0$	87
Figure 79 : Génération de la carte de phase du composant par calcul de la différence de phase dans un plan d'intérêt $z=z_0$	88
Figure 80 : Transformation d'une carte de phase (a) en carte d'indice (b) illustrée dans le plan d'entrée d'une lentille. Distributions associée à la lentille de focale $F = 61,34$ mm avec $n_{max} = 1,6$ et $n_{min} = 1$	89
Figure 81 : Lentille mince avec piliers droits: (a) distribution d'indice dans un plan de coupe diamétral, (b) vue isométrique du composant structurée équivalent.	89
Figure 82 : Distributions du champ électrique dans l'ouverture de l'antenne calculées par le modèle MHFP et celui du piston de phase. Configuration à $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm.	91
Figure 83 : Gains comparés dans la bande Q, calculée par MHFP et Piston de phase.	91
Figure 84 : Trajets du modèle MHFP appliqués dans un gradient d'indice discontinu : (a) zone où le gradient est continu, (b) zone de discontinuité du gradient.	93
Figure 85 : Utilisation de l'approximation du trajet direct pour mettre en évidence une zone d'interférence destructive au voisinage de la discontinuité du gradient d'indice.	93
Figure 86 : Réduction du couplage interférentiel par diminution de la hauteur du gradient d'indice.	95
Figure 87 : Déphasage supplémentaire dû à l'inclinaison des trajets (rouge) : à λ_0 (gauche) le front rouge résultant est incliné, et à un $\lambda < \lambda_0$ celui résultant est plat. Le front jaune	

correspond au résultat obtenu en prenant des trajets droits non représentatifs de l'évolution réelle du front dans le composant.....	96
Figure 88 : Effet de l'inclinaison des trajets sur la largeur de la zone perturbée par des interférences destructives.	99
Figure 89 : Ajout d'un décalage de l'indice progressif pour réduire la taille de la zone concernée par des interférences destructives.	100
Figure 90 : (a) Carte de phase dans le volume obtenue par interférence des fronts d'onde sortant et entrant dans la lentille. (b) carte d'indice équivalente dans le volume.	101
Figure 91 : Lentille volumique à piliers inclinés : (a) distribution d'indice dans un plan de coupe diamétrale, (b) vue isométrique du composant structuré équivalent.	102
Figure 92 : Comparaison des diagrammes de rayonnements calculés par CST entre les lentilles mince et volumique à la fréquence nominale de 42 GHz.	102
Figure 93 : Gains comparés avec CST dans la bande Q entre les lentilles mince et volumique.	103
Figure 94 : Vu en coupe de la configuration antenne lentille. La source est approximée par une source ponctuelle.	105
Figure 95 : Influence du paramètre focale F sur la distribution d'indice. (a) pour $F = f1$. (b) pour $F = f1/2$. Avec $f1 = 61,34$ mm la valeur correspondant à la focale de référence de la lentille.	106
Figure 96 : Influence du degré de liberté I (distance de positionnement du centre de projection $O1$ sur la distribution d'indice dans le volume. (a) pour $I = I1$. (b) pour $I = I1/2$. Avec $I1=122,68$ mm pour cette illustration. Projection dans le volume est faite à partir d'une distribution d'indice sur la face d'entrée générée pour le paramètre $F = 61,34$ mm, cette valeur correspond à la focale de référence de la lentille.	107
Figure 97 : Influence du paramètre ΔI sur la variation de la distance du centre de projection $O1$. (a) pour $\Delta I = \text{infini}$ avec $I = 122,68$ mm pour la face incidente. (b) pour un $\Delta I = 92,01$ mm avec $I = 30,67$ mm pour la face incidente. La distribution d'indice sur la face d'entrée est générée pour $F = 61,34$ mm, la valeur correspondant à la focale de référence de la lentille.	108
Figure 98 : Influence du paramètre P . (a) $P = 2$ fait décroître rapidement le profil d'indice vers les valeurs n_{min} , (b) $P = 1$ aucune modification, (c) $P = 0,5$ fait maintenir le profil d'indice plus longtemps sur des valeurs proches de n_{max} . La distribution d'indice sur la face d'entrée est générée pour $F = 61,34$ mm, la valeur correspondant à la focale de référence de la lentille.	109
Figure 99 : Lentille optimisée à piliers légèrement courbés : (a) distribution d'indice dans un plan de coupe diamétrale, (b) vue isométrique du composant structuré équivalent.....	110
Figure 100 : Gains comparés dans la bande Q entre la lentille mince (rouge) et la lentille optimisée (bleu). (a) simulé avec le modèle MHFP, (b) simulé sur CST, (c) Mesuré.....	111
Figure 101 : Influence du rapprochement de la lentille vers la source RF de 0, 3 et 5 mm : rouge pour la lentille classique et bleu pour la lentille optimisée.	112
Figure 102 : Distribution du champ électrique dans l'ouverture de l'antenne et relevé des différentes efficacités liées à l'ouverture.	113
Figure 103 : Comparaison des diagrammes de rayonnements entre les lentilles optimisée et classique.	114
Figure 104 : Gains simulés puis comparés dans la bande Q entre la lentille optimisée et la lentille holographique : calcul fait avec le modèle MHFP (a), calcul fait avec une simulation sous CST.	115
Figure 105 : Diagrammes de rayonnement simulés sous CST puis comparés à la fréquence de 42 GHz entre la lentille optimisée et la lentille holographique.....	115
Figure 106 : Lentille volumique à piliers inclinés : (a) coupe diamétrale de la distribution d'indice, (a') vue isométrique de la lentille holographique, (a'') forme rectiligne des	

structures. Lentille optimisée : (b) coupe diamétrale de la distribution d'indice, (b') vue de isométrique de la lentille optimisée, (b'') forme curviligne des structures.....	116
Figure 107 : Evolution quasi-rectiligne de la distribution d'indice dans le volume. Le front d'onde noir provient de la source RF, le front d'onde vert est obtenu après traversée de la lentille, la courbe rouge dans le gradient d'indice est orthogonale à l'inclinaison locale du gradient. La direction d'inclinaison est portée par la flèche rouge qui est médiatrice entre les directions portées par la flèche noire (provenant de la source O) et la flèche verte (provenant de l'infini).....	117
Figure 108 : Configuration pour la comparaison des antennes lentille : $L=73$ mm, $D=150$ mm.	118
Figure 109 : Antenne lentille hyperbolique (HYP-L) dans la configuration de comparaison. (a) vue en coupe, (b) vue isométrique.	119
Figure 110 : Antenne lentille de Fresnel (FRES-L) dans la configuration de comparaison. (a) vue en coupe, (b) vue isométrique.	120
Figure 111 : Gains comparés dans la bande Q (33-51 GHz) : (a) simulation avec CST, (b) mesure.	121
Figure 112 : Distribution dans l'ouverture de l'amplitude du champ électrique. Valeurs affichées de ε_{taper} . (a) lentille hyperbolique HYP-L, (b) lentille de Fresnel FRES-L, (c) Lentille structurée SUB-L.	121
Figure 113 : Distribution dans l'ouverture de la phase du champ électrique. Valeurs affichées de ε_{phase} . (a) lentille hyperbolique HYP-L, (b) lentille de Fresnel FRES-L, (c) Lentille structurée SUB-L.....	122
Figure 114 : Images des antennes lentilles comparées : (a) antenne lentille hyperbolique HYP-L, (b) antenne lentille de Fresnel FRES-L, (c) antenne lentille structurée SUB-L.	123
Figure 115 : Vue isométrique des lentilles comparées : (a) lentille hyperbolique HYP-L, (b) lentille de Fresnel FRES-L, (c) lentille structurée SUB-L.	123
Figure 116 : Transformation d'une carte d'indices (a) en carte de remplissage (b) illustrée dans le plan d'entrée d'une lentille. Distribution associée à une lentille de focale $F = 61,34$ mm avec $n_{max} = 1,6$ et $n_{min} = 1$	127
Figure 117 : Aperçu d'un gradient en facteur de remplissage fait avec des piliers de forme carrée (I), des piliers de forme hexagonale (II) et des piliers en forme d'arc de surface (III).	129
Figure 118 : Lentilles obtenues avec une maille carrée (a) et (a'), une maille hexagonale (b) et (b'), et une maille qui épouse les lignes de niveaux de τ_{carte} . Configuration pour $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm.....	129
Figure 119 : Configuration test pour comparer l'influence du motif (hexagonale et carré) sur les performances. $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm.	131
Figure 120 : Influence du motif sur les diagrammes de rayonnement comparés dans différents plans. $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm.	131
Figure 121 : Influence du motif sur les gains comparés en bande Q. $F = 61,34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7,14$ mm.....	132
Figure 122 : zones de discontinuité en présence d'une inclinaison de la distribution τr	133
Figure 123 : Lentille mince à piliers droits : distribution d'indice (a) et distribution de structure (a') dans un plan de coupe diamétral, vue isométrique (a''). Lentille optimisée à piliers courbés : distribution d'indice (b) et distribution de structure (b') dans un plan de coupe diamétral, vue isométrique (b'').	134
Figure 124 : Mise en évidence des échelles déterminantes pour le choix de l'outil de fabrication. $\lambda_0=7,14$ mm est la longueur d'onde nominale de conception.	135
Figure 125 : Etapes de fabrication partant du modèle CAO jusqu'à l'obtention de la pièce finie.....	137

Figure 126 : lentille mince fabriquée. (a) vue de face, (b) vue isométrique.	137
Figure 127 : Impression par dépôt de fil en fusion : (a) principe, (b) machine d'impression Fortus 250 mc, (c) impression en cours dans la chambre fermée.	138
Figure 128 : Erreurs d'impression causées par l'usure des composants de la tête d'impression observée sur une sphère structurée : (a) modèle numérique, (b) composant imprimé.....	139
Figure 129 : Déformation des structures imprimées pour des largeurs de structure trop petites.	140
Figure 130 : Mise en évidence de la courbure d'une surface a priori plane après impression : (a) vue de dessus de la structure test et (b) vue de côté.	140
Figure 131 : Configuration des différentes composantes du champ électromagnétique (E et H normalisés) dans un plan longitudinal de la cavité pour le mode T_{E011}	141
Figure 132 : Dispositif de mesure de la permittivité et de la tangente de perte : (a) parois de la cavité cylindrique, (b) échantillon diélectrique inséré, (c) sondes d'excitation magnétique, (d) câbles reliant les sondes à l'analyseur de réseau vectoriel (e), (f) programme de calcul exécuté sur ordinateur restituant la permittivité et la tangente de perte.	142
Figure 133 : Dispositif de mesure du gain en bande des antennes lentilles. (a) antenne cornet de référence, (b) antenne lentille dont on cherche à évaluer le gain en bande, (c) analyseur de réseau vectoriel, (d) écran de visualisation, (e) antenne réceptrice.....	144
Figure 134 : Obtention de la carte de phase du composant $\Delta\phi(x,y,z_0)$ dans le plan de calcul situé en $z=z_0$	145
Figure 135 : Procédure complète permettant d'obtenir le modèle numérique de la lentille hors d'axe : (a) carte de phase du composant, (b) carte de remplissage, (c) passerelle numérique avec choix des piliers de forme carré, (d) modèle numérique 3D de la lentille offset.....	145
Figure 136 : Lentille hors d'axe fabriquée. (a) vue de dessus, (b) vue de profil.	146
Figure 137 : Gain en bande de la lentille hors d'axe.....	146
Figure 138 : Gains en bande mesurés et comparés dans la direction du maximum de gain entre les lentilles minces hors d'axe (28°) et dans l'axe (0°).	147
Figure 139 : Illustration des fronts d'onde pour différentes longueurs d'onde. (a) sur la lentille focalisant dans l'axe, (b) sur la lentille focalisant hors d'axe. λ_{max} est la longueur d'onde du maximum de gain en bande.....	148
Figure 140 : Distribution du champ électrique dans l'ouverture de l'antenne lentille hors d'axe calculée par le modèle MHFP et CST. Configuration à $F = 61.34$ mm, $D = 150$ mm, $\lambda_0 = 7.14$ mm.	149
Figure 141 : Diagramme de rayonnement dans le plan H de la lentille hors d'axe.	150
Figure 142 : Sphère structurée modélisée.	152

VIII. Table des tableaux

Tableau 1 : Comparaison des modèles développés.....	79
Tableau 2 : Relevé des efficacités dans l'ouverture de l'antenne.	122
Tableau 3 : Relevé des caractéristiques des composants mesurés.	122
Tableau 4 : Quelques matériaux pour la fabrication additive caractérisées à 7 GHz [87].	136
Tableau 5 : Mesure des paramètres diélectriques du substrat ABSplus-P430 par une technique de mesure en cavité résonnante.	143

IX. Publications et Reconnaissances

Revue internationale avec comité de lecture

A. O. Diallo, R. Czarny, B. Loiseaux and S. Holé, “ Comparison between a thin lens antenna made of structured dielectric material and a conventional lens antennas, in Q-band in a compact volume,” IEEE Antennas Wireless Propag. Lett., (accepté, publication en cours)

Conférence internationale

A. O. Diallo, R. Czarny, B. Loiseaux and S. Holé, “Use of modified Huygens-Fresnel model to compute sub-wavelength dielectric antennas,” in Proc. IEEE MTT-S Int. Conf. Numer. Electromagn. Multiphys. Modeling Optimi. , Seville, Spain, May 17-19, 2017, pp. 125-127.

Brevet d'invention

R. Czarny, M.-S. L. Lee, A. O. Diallo and B. Loiseaux, “COMPACT ANTENNA HAVING A DIRECTABLE BEAM,” Brevet FR3043499 (B1), 17 Nov. 2017.

Extension internationale WO2017077038 (A1), 11 Mai 2017

Reconnaissances

THALES INNOV AWARDS 2015 In recognition of your exceptional achievement, and for winning in the category of Breakthrough technology “3D printed Steerable Flat Antenna”



NEMO2017 Second Prize Student Paper Competition Award for the paper entitled
“Use of Modified Huygens-Fresnel Model to Compute Sub-wavelength Dielectric Antennas”



NEMO2017 Second Prize Student Paper Competition Award
is presented to

A.-O. Diallo

for the paper co-authored with

R. Czarny, B. Loiseaux, S. Holé

entitled

**“Use of Modified Huygens-Fresnel Model to Compute
Sub-wavelength Dielectric Antennas”**

presented at the IEEE MTT-S International Conference on Numerical
Electromagnetic and Multiphysics Modeling and Optimization for RF, Microwave and
Terahertz Applications (NEMO2017), Seville, Spain, May 17-19, 2017

Rafael R. Boix
Technical Program Chair



Francisco Mesa
Conference General Chair

Résumé :

Ce travail de thèse s'intéresse à l'amélioration de la compacité des antennes destinées en priorité aux systèmes embarqués tout en respectant les exigences de performance et de compétitivité. L'approche explorée consiste à utiliser des matériaux artificiels fonctionnant en transmission et conçus en structurant la matière diélectrique à une échelle plus petite que la longueur d'onde (sub-longueur d'onde). Cette structuration permet en pratique d'opérer une variation de l'indice de réfraction effectif afin de réaliser des éléments diffractifs aptes à remplir une fonction hyperfréquence. Cependant, la particularité de ce type d'élément structuré est de mêler plusieurs échelles physiques engendrant une complexité dans leur étude. La plus grande dimension d'un composant structuré peut atteindre plusieurs dizaines de longueur d'onde, par exemple 20λ , alors que la taille minimale des structures sub-longueur d'onde peut être inférieure à une fraction de la longueur d'onde, tel que $\lambda/20$. Cet aspect multi-échelle allonge les temps de simulation des dispositifs antennaires intégrant ces éléments structurés, empêchant ainsi toute possibilité d'optimisation multi-paramètres dans des temps raisonnables.

Afin de pouvoir exploiter pleinement le potentiel de ces matériaux structurés, un modèle numérique de calcul a été développé sur la base des chemins optiques. Ce modèle restitue des résultats sur le maximum de gain des antennes lentilles diffractives structurées avec une précision de 0,5 dB. Le temps de calcul du modèle est de l'ordre de la minute comparée à plus de 6 heures pour une simulation complète avec le logiciel de calcul électromagnétique CST. La rapidité et la précision de ce modèle ont été mises à profit pour optimiser la conception d'une lentille diffractive structurée. Pour illustrer la pertinence de cette approche structurée, ses performances ont été comparées à celles des antennes lentilles de Fresnel et à profil hyperbolique. Cette comparaison s'est faite dans des conditions d'encombrement identiques avec un rapport longueur sur diamètre L/D de 0,5. Le gain de la lentille structurée se révèle être plus élevé de 1,6 dB par rapport à celui de la lentille de Fresnel et de 2,7 dB par rapport à celui de la lentille hyperbolique.

Mots clés : antenne ; lentille ; sub-longueur d'onde ; structuration ; modèle ; gradient d'indice

Abstract :

This work focuses on the improvement of the antennas compactness used primarily for embedded systems while respecting the performance and competitiveness requirements. The approach explored consists in using artificial materials operating in transmission and designed by structuring the dielectric material on a scale smaller than the wavelength (sub-wavelength). This structuring makes it possible in practice to achieve a variation in the effective refractive index in order to produce diffractive elements capable of performing a microwave function. However, the particularity of this type of structured element is to mix several physical scales generating complexity in their study. The largest dimension of a structured component can reach several tens of wavelength, for example 20λ , while the minimum size of the sub-wavelength structures may be less than a fraction of the wavelength, as than $\lambda/20$. This multi-scale aspect increases the simulation times of antenna devices integrating these structured elements, thus preventing any possibility of multi-parameter optimization in reasonable times.

In order to exploit fully the potential of these structured materials, a numerical model of computation has been developed on the basis of optical paths. This model gives results on the maximum gain of structured diffractive lens antennas with an accuracy of 0.5 dB. The computation time of the model is of the order of the minute compared to more than 6 hours for a complete simulation with the electromagnetic calculation software CST Microwave Studio. The speed and precision of this model have been used to optimize the design of a structured diffractive lens. To illustrate the relevance of this structured approach, its performances were compared with those of Fresnel lens antenna and hyperbolic lens antenna. This comparison was carried out under identical footprint conditions with a length to diameter ratio L/D of 0.5. The gain of the structured lens was found to be 1.6 dB higher than the Fresnel lens and 2.7 dB higher than the hyperbolic lens.

Keywords : antenna ; lens ; sub-wavelength ; structuration ; model ; gradient index