



**HAL**  
open science

# Imageur de Fresnel UV : préparation d'une mission probatoire sur la Station spatiale internationale

Wilhem Roux

► **To cite this version:**

Wilhem Roux. Imageur de Fresnel UV : préparation d'une mission probatoire sur la Station spatiale internationale. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2018. Français. NNT : 2018TOU30136 . tel-02147345

**HAL Id: tel-02147345**

**<https://theses.hal.science/tel-02147345>**

Submitted on 4 Jun 2019

**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

En vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

---

---

Présentée et soutenue le *Mardi 10 avril 2018* par :

**WILHEM ROUX**

**Imageur de Fresnel UV – Préparation d'une mission probatoire sur la  
Station Spatiale Internationale**

---

---

## JURY

ANTHONY BOCCALETTI	Chargé de Recherche, LESIA	Rapporteur
ANA INÉS GÓMEZ DE CASTRO	Professeur d'Université, UCM	Examineur
LAURENT KOECHLIN	Astronome, IRAP	Directeur de thèse
JEAN-PIERRE RIVET	Chargé de Recherche, OCA	Examineur
SYLVIE ROQUES	Directeur de Recherche, IRAP	Examineur
FARROKH VAKILI	Astronome, OCA	Rapporteur

---

**École doctorale et spécialité :**

*SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie*

**Unité de Recherche :**

*Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)*

**Directeur de Thèse :**

*Laurent KOECHLIN*

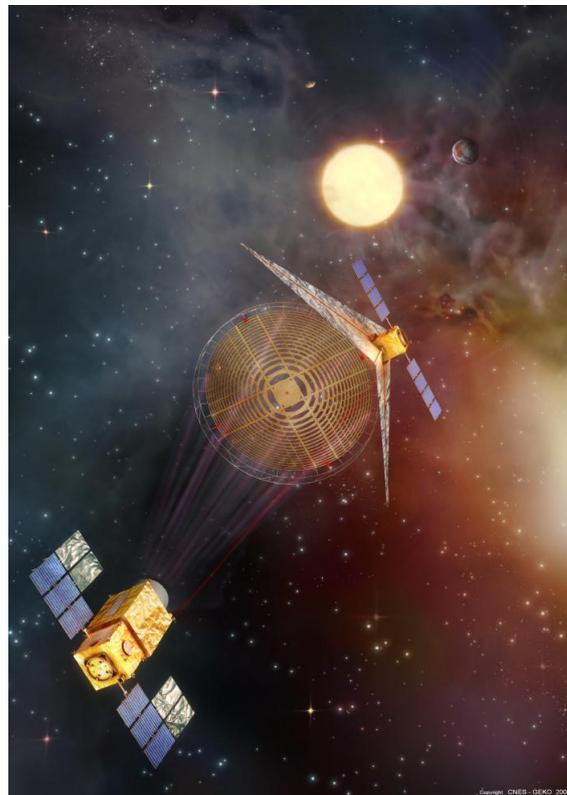
**Rapporteurs :**

*Anthony BOCCALETTI et Farrokh VAKILI*



# Imageur de Fresnel UV

Préparation d'une mission probatoire sur la Station Spatiale  
Internationale



Vue d'artiste de la mission nominale du projet de l'imageur de Fresnel. Crédits : CNES/GEKO.

Wilhem ROUX

Thèse soutenue le 10 avril 2018



---

# Remerciements

Ces lignes assez personnelles devraient être en fin de manuscrit à mon sens, puisqu’il s’agit en général de la dernière partie que les doctorants rédigent, et qui vient clore cette dure épreuve appelée “thèse”. Et pourtant la norme veut qu’elles soient au début. Alors cher·e lecteur·rice, si tu lis ce manuscrit pour son contenu scientifique, je t’invite à tourner la page pour passer directement au cœur du vrai sujet, l’imageur de Fresnel. Au contraire, si tu le lis pour me faire plaisir ou bien pour vérifier que tu as bien été cité dans les remerciements, j’espère ne pas t’avoir oublié.

Avant les remerciements personnels, afin de n’oublier personne, je tiens à remercier l’intégralité des personnes que j’ai pu côtoyer pendant ma thèse, de près ou de loin, car ce manuscrit n’aurait peut-être jamais vu le jour sans vous tous (cf. la théorie du chaos). Et j’ai maintenant des remerciements plus particuliers à adresser à l’égard de certaines personnes et de leurs grandes qualités.

Tout d’abord, un grand merci à Laurent Koechlin d’avoir cru en mes compétences, et de ne pas s’être arrêté à la mention “professionnel” de mon master, sans avoir la mention “recherche” tant convoitée des profils qui candidatent à une bourse de thèse en instituts de recherche. Je le remercie aussi de m’avoir soutenu tout au long de ma thèse, même dans les périodes les plus difficiles pour moi (je pense en particulier à la rédaction). Au delà d’un encadrant disponible et motivé, que j’ai souvent qualifié de “directeur en or” auprès des mes collègues et amis, j’ai aussi découvert un homme avec un certain nombre de qualités rares aujourd’hui, avec qui j’ai pris beaucoup de plaisir à partager des moments hors du cadre professionnel, particulièrement pendant les semaines d’observations au coronographe du Pic du Midi, pendant les quelques conférences et séminaires qui nous ont amenés à voyager ensemble, mais aussi aux nombreuses discussions entre les murs du laboratoire.

Parmi les personnes les plus présentes autour de moi durant ma thèse, je compte, bien entendu, les personnes de l’équipe SISU, petite équipe en effectif certes, mais une équipe idéale ! Ils ont su m’offrir un cadre de travail agréable et détendu, mais aussi une écoute attentive quand j’en avais besoin. Je pense spécialement à Hervé Carfantan et Yannick Deville. Je ne pourrais écrire ces remerciements sans évoquer mes extraordinaires co-bureaux qui ont eu la lourde tâche de me supporter durant ces années de travaux. Nous

avons dans un premier temps formé la team “Le bon, la brute et le truand” avec Ahmed Selloum et Mégane Boudineau. Puis “Les Neurasthéniques”, composée de ma fidèle collègue Mégane, mais aussi avec Andréa Guerrero ayant rejoint le bureau. Tant de joies et de rires partagés, mais aussi de “Rosetta” (moins drôles), de Tsum-Tsum (Lotso the best), de gâteaux Bijou (Chocopépites the best), de 6h16 (même si cette dénomination est récente), de “3, 2, 1, GO!”, et j’en oublie énormément. Il est sûr, et même déjà le cas, que cela va me manquer terriblement. Je ne saurais leur dire à quel point ils ont été essentiels dans ma thèse! Je rajouterai aussi les autres jeunes chercheurs de l’époque, et pour certains aujourd’hui docteurs : Aurélie Michel, Aurore Betranhandy, Hayley Finley, Axel Boulais, Victor Watson, Ilane Schroetter et Mathieu Gaurat. La thèse est terminée mais nos amitiés, sans aucun doute, perdureront.

Je ne peux remercier tout mon entourage de thèse sans une mention très spéciale pour mon aventure avec toute l’équipe UniverSCiel, qui m’a permis de découvrir une passion pour la vulgarisation scientifique. Il me serait compliqué de lister ici toutes les merveilleuses personnes que j’ai rencontrées et côtoyées grâce à cette association, les meilleurs moments partagés étant ceux des festivals Astro-Jeunes, car probablement les plus intenses! Je me suis noué d’une amitié forte avec la plupart d’entre eux et ma thèse n’aurait pas eu la même saveur sans eux. Une mention très spéciale pour : Marina Gruet, Lucile Fayon, Anne(-Dory) Vialatte (de Bretagne), Gabriel Foënard, Jason Champion et Ilane Schroetter (encore lui!). Je n’oublierai jamais ces années, merci à vous!

Bien sûr une thèse ne se déroule pas uniquement au sein du laboratoire, car elle sait aussi s’immiscer facilement dans la vie privée. Tout d’abord une énorme pensée à ma famille, qui n’a pas forcément toujours cerné l’intérêt d’une thèse de doctorat, surtout en astrophysique! Mais malgré cela, ils ont toujours été là pour m’encourager, quitte à vivre loin d’eux malheureusement. Ces mêmes remerciements valent aussi pour tous mes amis d’Orléans, pour qui mon amitié est restée intacte malgré la distance. Je remercie aussi tous mes amis de Toulouse, qui m’ont vu travailler sur ces travaux d’un peu plus près. La liste est longue, encore une fois, mais les personnes concernées se reconnaîtront (un indice : je vous ai forcément rencontré grâce à l’Université Paul Sabatier) et je vous remercie d’avoir été à mes côtés. Et enfin, les mots ne suffiraient pas pour le remercier tout spécialement de m’avoir accompagné (voire subi) pendant la terrible période de rédaction du manuscrit, et qui malgré mon insupportabilité, aujourd’hui partage ma vie. Merci à toi Fabien.

Maintenant, si tu es toujours motivé·e à continuer la lecture, passons aux choses sérieuses!

---

# Résumé

Cette thèse a été réalisée entre 2014 et 2017 en vue de la préparation d'une mission probatoire du projet *Imageur de Fresnel* permettant de réaliser des observations astronomiques dans le domaine ultraviolet (UV). Il s'agit d'un modèle de télescope spatial diffractif imaginé et développé principalement par Laurent Koechlin depuis 2004. Son optique primaire est une *grille de Fresnel*, optique très légère (de l'ordre du kilogramme) parfaitement adaptée pour servir à une mission d'observation spatiale de très grande envergure, utilisant le principe des réseaux zonés de Fresnel. Afin de prouver la faisabilité d'une mission probatoire sur la Station Spatiale Internationale (ISS) fonctionnant dans l'ultraviolet, l'instrument doit d'abord faire la preuve de ses performances au sol.

Le premier objectif a donc été de concevoir un nouveau prototype sol adapté à l'observation dans l'ultraviolet. Cela a nécessité la définition d'une nouvelle configuration de l'ensemble du système imageur, ainsi que la réalisation de nouvelles optiques, et en particulier celle du correcteur du chromatisme induit par la grille d'un nouveau genre. Il s'agit d'un miroir de Fresnel blazé concave, qui a été réalisé pour la première fois avec succès.

Le second a été de perfectionner le modèle de grille de Fresnel, afin d'en améliorer ses qualités de haut contraste en conservant sa résolution maximale. Cela s'est fait par la modification des barreaux de maintien des anneaux, ainsi que par l'application d'une apodisation adaptée à cette optique particulière. La nouvelle grille du prototype d'une largeur de 65 mm seulement, permet théoriquement d'atteindre une dynamique de  $10^6$  à 15 resels (éléments de résolution), probablement meilleure avec la grille qui sera utilisée pour la mission probatoire, et bien supérieure encore avec les grilles de grandes dimensions si un jour elles sont utilisées pour l'astrophysique UV.

**Mots clés** : Imageur de Fresnel, Télescope diffractif, Astronomie UV, Imagerie haut contraste, Apodisation



---

# Abstract

This Ph.D. thesis work was made between 2014 and 2017, in order to prepare a probatory mission of the Fresnel Imager for astronomical observations in the ultraviolet (UV) domain. The Fresnel Imager is a concept of diffractive telescope created and developed mainly by Laurent Koechlin since 2004. Its primary optics is a Fresnel grid : a very light weight optics (in the range of kilograms) using the principle of Fresnel zone plates. Fresnel arrays are adapted to large apertures in space. In order to prove the feasibility of a probatory mission on the International Space Station (ISS), the instrument has first to prove its performances on the ground.

The initial goal of my thesis was to conceive a new prototype adapted to UV. This required a new configuration of the entire imaging system, as well as the realization of new optics, particularly those correcting the chromatism induced by that new kind of diffractive imaging. This chromatic corrector is a concave blazed Fresnel mirror, which has been successfully realized for the first time.

The second goal was to improve the design of the Fresnel grid, in order to enhance its high contrast performances while preserving its diffraction-limited resolution. This was obtained by modifying the setup which holds the rings in place, as well as by the application of an apodization adapted to this particular optics. The new Fresnel grid in the prototype is  $65\text{ mm} \times 65\text{ mm}$  only, but its point spread function reaches a dynamic range of  $10^6$  at 15 resels (resolution element) from center. This will be further improved when a slightly larger array planned for the probatory mission on the ISS. Later, space missions could feature Fresnel grids several meters in size, yielding diffraction-limited images in the UV.

**Keywords** : Fresnel Imager, Diffractive telescope, UV astronomy, High contrast imaging, Apodization



# Table des matières

Remerciements	iii
Résumé	v
Abstract	vii
Table des matières	ix
Introduction	1
I Contexte général du projet	5
1 L'astronomie UV	7
1.1 Le spectre ultraviolet et la Terre . . . . .	7
1.1.1 Le rayonnement solaire . . . . .	8
1.1.2 Absorption par l'atmosphère terrestre . . . . .	9
1.2 L'instrumentation UV . . . . .	12
1.2.1 Les détecteurs . . . . .	12
1.2.2 Les optiques . . . . .	15
1.3 Les missions marquantes de l'astronomie UV . . . . .	16
1.3.1 Les missions passées et actuelles . . . . .	17
1.3.2 Les missions à venir . . . . .	22
2 L'imageur de Fresnel	25
2.1 Les grilles de Fresnel . . . . .	26
2.1.1 Le réseau de Fresnel . . . . .	26
2.1.2 Propriétés optiques . . . . .	33
2.1.3 Du réseau à la grille de Fresnel . . . . .	38
2.1.4 Avantages pour l'astronomie . . . . .	42
2.1.5 Désavantages et solutions . . . . .	46
2.2 Le système complet FDAI (Fresnel Diffractive Array Imager) . . . . .	48
2.2.1 La correction du chromatisme . . . . .	48

2.2.2	La bande passante . . . . .	50
2.2.3	Architecture générale de l'instrument . . . . .	52
2.3	Proposition de mission nominale . . . . .	52
2.3.1	Proposition de mission à l'ESA en 2010 . . . . .	52
2.3.2	Description générale . . . . .	53
2.3.3	Résultats de la proposition à l'ESA . . . . .	54
2.4	Proposition de mission probatoire sur l'ISS . . . . .	55
2.4.1	Pourquoi l'ISS ? . . . . .	55
2.4.2	Caractéristiques techniques . . . . .	55
2.4.3	Une collaboration internationale . . . . .	59
<b>II</b>	<b>Un prototype adapté à l'Ultra-Violet</b>	<b>61</b>
<b>3</b>	<b>Prototype UV</b>	<b>63</b>
3.1	Prototype de Génération I . . . . .	64
3.1.1	Caractéristiques techniques . . . . .	64
3.1.2	Les résultats . . . . .	68
3.2	Prototype de Génération II . . . . .	68
3.2.1	Caractéristiques techniques . . . . .	68
3.2.2	Les résultats . . . . .	70
3.3	Nouveau prototype UV . . . . .	72
3.3.1	Les contraintes . . . . .	72
3.3.2	Travail en réflexion . . . . .	72
3.3.3	Nouvelle configuration . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Miroir de Fresnel</b>	<b>79</b>
4.1	Comment corriger le chromatisme ? . . . . .	80
4.1.1	Principe de la correction du chromatisme . . . . .	80
4.1.2	La lentille de Fresnel blazée . . . . .	81
4.1.3	La lentille de Fresnel blazée pour l'imageur de Fresnel . . . . .	83
4.2	Conception du miroir de Fresnel pour le prototype UV . . . . .	84
4.2.1	Caractéristiques et profil du miroir de Fresnel blazé . . . . .	86
4.2.2	Combinaison avec la courbure de refocalisation . . . . .	86
4.3	Gravure du miroir de Fresnel blazé concave . . . . .	88
4.3.1	Méthode de gravure utilisée par Silios Technologies . . . . .	88
4.3.2	Trois processus de gravure étudiées . . . . .	91
4.3.3	Contraintes d'usinage et conséquences . . . . .	94
4.4	Contrôle de surface après gravure . . . . .	96
4.4.1	Conformité de la gravure par profilométrie optique . . . . .	96
4.4.2	Caractérisation des rugosités par microscopie par force atomique . . . . .	105
4.5	Polissage magnéto-rhéologique . . . . .	108
4.5.1	Effet sur les rugosités . . . . .	108
4.5.2	Effets sur les crêtes . . . . .	110

4.6	Revêtement réfléchissant dans l'UV . . . . .	110
4.6.1	Effet sur les rugosités . . . . .	111
4.7	Miroir prêt pour les tests du prototype UV . . . . .	113
<b>III Optimisation des grilles de Fresnel</b>		<b>115</b>
<b>5</b>	<b>Modèle numérique de propagation</b>	<b>117</b>
5.1	Théorie de la propagation . . . . .	118
5.1.1	Du rayon visuel au modèle ondulatoire de la lumière . . . . .	118
5.1.2	Principe d'Huygens-Fresnel . . . . .	119
5.1.3	Diffraction de Fresnel . . . . .	121
5.1.4	Fonction d'Étalement du Point ou <i>Point Spread Function</i> . . . . .	122
5.2	Modèle numérique . . . . .	123
5.2.1	Modélisation de la propagation . . . . .	123
5.2.2	Modélisation des optiques . . . . .	125
5.2.3	Limitations du modèle . . . . .	126
5.3	Application à l'imageur de Fresnel UV . . . . .	128
5.3.1	Modélisation de l'imageur complet . . . . .	128
5.3.2	Modélisation des optiques . . . . .	129
5.3.3	Nouveau programme de simulation . . . . .	131
<b>6</b>	<b>Vers un meilleur contraste</b>	<b>133</b>
6.1	Obstruction centrale . . . . .	135
6.1.1	Forme et dimension de l'obstruction centrale . . . . .	137
6.1.2	Résultats et discussion . . . . .	137
6.2	Système des barreaux de maintien . . . . .	139
6.2.1	Description des modèles de système de maintien des anneaux . . . . .	139
6.2.2	Résultat des simulations . . . . .	142
6.3	Apodisation par modulation de transmission . . . . .	145
6.3.1	Le modèle d'apodisation . . . . .	145
6.3.2	Simulations avec apodisation continue . . . . .	147
6.3.3	Transition vers l'apodisation binaire . . . . .	150
<b>Conclusions et perspectives</b>		<b>153</b>
<b>Annexes</b>		<b>155</b>
<b>A Improvements on Fresnel arrays design for high contrast imaging</b>		<b>157</b>
<b>Table des figures</b>		<b>181</b>

<b>Liste des tableaux</b>	<b>185</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>187</b>

# Introduction

Les premières observations astronomiques par l'Homme se sont faites grâce à cet outil merveilleux qu'est l'œil. Depuis l'apparition de l'Homo Sapiens cet instrument n'a pas ou peu évolué, sa conception ayant déjà tout de même pris près de 300 millions d'années depuis ses premières versions. Par chance, nos ancêtres n'ont cessé de vouloir comprendre le phénomène de la vision et le comportement de la lumière. Nous connaissons aujourd'hui parfaitement le fonctionnement de l'œil, et savons même le corriger si celui-ci présente des défauts. Pour y parvenir, de nombreuses théories et techniques ont vu le jour, tant qu'il serait bien trop long de toutes les lister ici. Mais au final, toutes ces connaissances nous ont permis de développer une multitude d'appareils permettant d'obtenir des images, rendant désuète la vision au sens où leurs ouvertures sont bien plus grandes que celle de l'œil.

Parmi ces instruments, la première lunette astronomique de Galilée en 1609, grossissant une trentaine de fois, mettait les connaissances en optique de l'époque au profit de l'astronomie. Il est bien connu que cette lunette lui a permis un bon nombre d'observations jusqu'alors inatteignables à l'œil nu : les cratères de la Lune, les satellites de Jupiter, et bien d'autres encore. Puis il y eut le télescope de Newton dans les années 1670. Et depuis, les performances optiques des télescopes n'ont cessé de s'améliorer, les techniques de fabrication des miroirs et des lentilles étant de plus en plus perfectionnées. Les différentes avancées technologiques ont ainsi permis de construire des télescopes réflecteurs avec des diamètres allant aujourd'hui jusqu'à 10 m de diamètre sur Terre (bientôt 39,3 m), et jusqu'à 2,4 m de diamètre dans l'espace (bientôt 6,5 m).

Comme le dit si bien le désormais célèbre argument du futur E-ELT, "*Size really does matter*", la surface collectrice est l'une des caractéristiques les plus importantes d'un télescope, puisque son diamètre va conditionner la résolution angulaire de l'instrument, ainsi que sa capacité à collecter les photons tel un entonnoir à lumière. Mais alors pourquoi ne pas envoyer des miroirs de plusieurs dizaines de mètres de diamètre aussi dans l'espace pour s'affranchir de l'atmosphère terrestre ? Et bien tout simplement pour deux raisons techniques limitantes : le poids, et la taille. La solution serait donc d'inventer un télescope, dont l'optique primaire serait très légère et suffisamment souple pour être pliée et ainsi tenir dans la coiffe d'un lanceur.

Et bien cette solution existe déjà, car l'imageur de Fresnel reprend une invention de Jean-Louis Soret existante depuis 1875 : le réseau zoné de Fresnel. En effet, il s'agit d'un concept de télescope diffractif utilisant une optique primaire légère et très fine afin de focaliser la lumière provenant des astres que l'on souhaite observer. L'imageur de Fresnel est un télescope diffractif parmi plein d'autres, mais leur longue distance focale nécessiterait alors un vol en formation d'au moins deux modules spatiaux. Pour le moment, aucune grande agence spatiale n'a pris l'initiative de lancer une telle mission, car le coût serait trop élevé pour une technologie qui n'a pas encore fait ses preuves dans l'espace. D'ailleurs le projet avait été proposé à l'Agence Spatiale Européenne (ESA) en 2010, mais a été rejeté pour ces raisons. Un tel investissement est trop risqué en ces périodes où la course à l'espace est freinée par la diminution des budgets qui y sont alloués. Personnellement, je pense qu'il faudra attendre qu'un des acteurs majeurs du spatial se lancent un jour dans un tel projet pour que les autres suivent, car les diamètres d'optique primaire atteignables sont presque sans limites. Les agences spatiales utilisent souvent les termes d'*innovation* et même parfois de *disruption*, et un télescope spatial diffractif du type pourrait en être un bien bel exemple.

L'imageur de Fresnel a déjà fait ses preuves au sol dans le visible, à Nice, avec une ouverture de 20 cm seulement pour une focale de 18 m. Il a permis d'obtenir des images de la surface lunaire, d'étoiles doubles, et même des satellites très peu brillants de Mars. Un premier pas vers l'espace pour cet instrument serait une version du même ordre de grandeur à bord de la Station Spatiale Internationale (ISS). Mais avant de préparer une telle proposition de mission probatoire, il faut pouvoir proposer un programme d'observation solide, avec des performances en termes d'imagerie encore meilleures. Et c'est dans le domaine ultraviolet (UV) qu'il a le plus de chance de faire ses preuves car c'est le domaine de longueurs d'ondes où il y généralement le plus de contraintes techniques en optique, que notre concept d'imageur n'a pas.

C'est depuis octobre 2013 que je m'efforce d'apporter ma contribution à ce projet mené par Laurent Koechlin. Le concept tel qu'il a été proposé à l'ESA en 2010 existe depuis 2004 et a été étudié par de nombreux collaborateurs. Les objectifs principaux de ma thèse étaient de concevoir un prototype sol fonctionnant dans l'ultraviolet, d'en optimiser les performances en termes d'efficacité et de contraste via des simulations numériques, puis de tester sa validité et ses performances par expérimentation, avant de pouvoir proposer une mission probatoire prête à embarquer l'ISS à Roscosmos, l'agence nationale spatiale russe.

Afin de résumer ces trois années de travaux en un manuscrit, dans une première partie je vais tout d'abord présenter un historique des techniques et progrès réalisés dans l'astronomie ultraviolet depuis ses premières observations, puis faire une synthèse du principe de fonctionnement et des développements qui ont été fait autour de l'imageur de Fresnel. Dans la seconde, je vais expliquer comment le prototype visible a évolué pour un prototype ultraviolet, et surtout détailler la conception d'une pièce maitresse de l'instrument qu'est le miroir de Fresnel blazé servant à la correction du chromatisme.

Puis dans la troisième partie, je vais exposer la méthode développée pour optimiser les performances de l'imageur de Fresnel, et les résultats que j'ai obtenus en apportant diverses améliorations. Et enfin je conclurai en faisant le bilan des objectifs atteints et des perspectives pour la suite du projet.



---

Première partie

Contexte général du projet



# Chapitre 1

## L'astronomie UV

### Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Le spectre ultraviolet et la Terre</b>	<b>7</b>
1.1.1	Le rayonnement solaire	8
1.1.2	Absorption par l'atmosphère terrestre	9
<b>1.2</b>	<b>L'instrumentation UV</b>	<b>12</b>
1.2.1	Les détecteurs	12
1.2.2	Les optiques	15
<b>1.3</b>	<b>Les missions marquantes de l'astronomie UV</b>	<b>16</b>
1.3.1	Les missions passées et actuelles	17
1.3.2	Les missions à venir	22

Avant de décrire le cœur de ma thèse, à savoir le projet de mission probatoire visant à valider l'imageur de Fresnel comme instrument adapté à l'ultraviolet, il est important pour moi de vous exposer l'histoire de l'exploration de l'astronomie UV qui a lentement été délaissée au profit d'autres gammes de longueur d'onde. Tout d'abord je vais brièvement expliquer les contraintes liées à l'observation du ciel dans ce spectre, ensuite je listerai les différents types d'optiques et de détecteurs adaptés à ces longueurs d'ondes, puis je récapitulerai les missions qui ont marqué l'astronomie UV.

### 1.1 Le spectre ultraviolet et la Terre

Le rayonnement ultraviolet, ou plus communément appelé UV, est un type de rayonnement électromagnétique adjacent au visible, au delà du violet, qui jouxte le rayonnement visible le plus énergétique. Il a été découvert par le physicien allemand Johann Wilhelm

TABLEAU 1.1 – Les différentes appellations des bandes UV standardisées par L'Organisation internationale de normalisation [24].

Nom	Abréviation	Intervalle de longueur d'onde
Ultraviolet	UV	$100 \text{ nm} \leq \lambda \leq 400 \text{ nm}$
Vacuum Ultraviolet	VUV	$10 \text{ nm} \leq \lambda \leq 200 \text{ nm}$
Extreme Ultraviolet	EUV	$10 \text{ nm} \leq \lambda \leq 121 \text{ nm}$
Hydrogène Lyman- $\alpha$	H Lyman- $\alpha$	$121 \text{ nm} \leq \lambda \leq 122 \text{ nm}$
Far Ultraviolet	FUV	$122 \text{ nm} \leq \lambda \leq 200 \text{ nm}$
Ultraviolet C	UVC	$100 \text{ nm} \leq \lambda \leq 280 \text{ nm}$
Middle Ultraviolet	MUV	$200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 300 \text{ nm}$
Ultraviolet B	UVB	$280 \text{ nm} \leq \lambda \leq 315 \text{ nm}$
Near Ultraviolet	NUV	$300 \text{ nm} \leq \lambda \leq 400 \text{ nm}$
Ultraviolet A	UVA	$315 \text{ nm} \leq \lambda \leq 400 \text{ nm}$

Ritter<sup>1</sup>. Cette gamme de longueur d'onde s'étend approximativement de 400 nm (limite inférieure du rayonnement visible) à 10 nm (limite supérieure du rayonnement X)<sup>2</sup> dans le vide.

Dans la littérature, on trouve plusieurs sous-catégories de rayonnement UV, qui ne sont seulement que des bandes plus étroites appartenant à l'ultraviolet. L'Organisation Internationale de Normalisation (ISO – International Organization for Standardization) a standardisé toutes ces appellations [24], qui sont récapitulées dans le Tableau 1.1.

### 1.1.1 Le rayonnement solaire

La surface du Soleil est la principale source du rayonnement électromagnétique reçu par la Terre. Il rayonne en partie (10 % du flux) dans l'ultraviolet (voir Figure 1.1). L'énergie de ces photons, si elle est absorbée, est suffisamment importante pour permettre des transitions énergétiques entre niveaux électroniques. Au-delà d'un certain seuil énergétique, l'absorption peut provoquer une dissociation des molécules par rupture de liaison. C'est ainsi que certains atomes de la haute atmosphère sont ionisés, progressivement à partir de 60 km, pour créer ce qu'on appelle la ionosphère. Les éruptions solaires provoquent une croissance de ce flux ultraviolet.

Par conséquent, dans le ciel on peut observer différents objets du système solaire qui réfléchissent tout simplement l'UV : la Lune, les planètes et de plus petits objets comme les comètes ou les astéroïdes. Mais il faut savoir aussi que les planètes pourvues

---

<sup>1</sup>Physicien et philosophe allemand (1776 – 1810). Il découvrit le rayonnement ultraviolet en 1801, puis il créa le premier accumulateur électrique en 1802.

<sup>2</sup>En termes de fréquences, cela correspond respectivement à  $7,5 \times 10^{14}$  Hz et  $3,4 \times 10^{16}$  Hz, et en termes d'énergie, cela correspond respectivement à 3,2 eV et 100 eV.

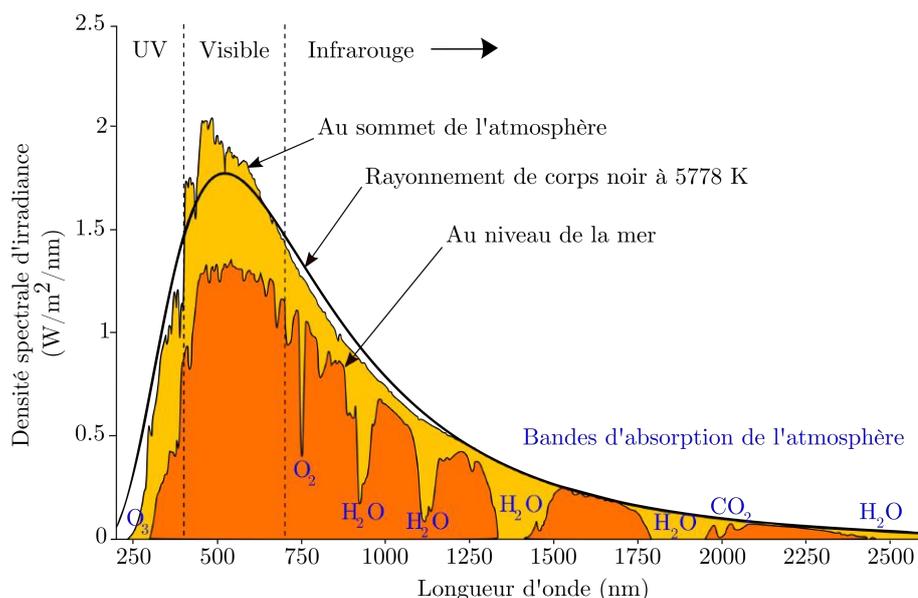


FIGURE 1.1 – Le spectre solaire : son approximation par la théorie de rayonnement d'un corps noir à 5778 K, sa mesure au sommet de l'atmosphère, et sa mesure au niveau du sol.

d'atmosphères, la Terre y comprise, peuvent émettre leur propre rayonnement UV sous le flux continu (électromagnétique et particulaire) du Soleil : *airglow* ou aurores polaires par exemple.

Évidemment le Soleil n'est pas la seule source d'ultraviolet dans notre ciel, et je présenterai plusieurs exemples dans la suite de ce chapitre.

### 1.1.2 Absorption par l'atmosphère terrestre

Dans la Figure 1.1, nous avons vu l'aspect du spectre solaire au sommet de l'atmosphère, mais le spectre observable au sol est bien différent car l'atmosphère terrestre va en transformer une partie. En effet, les différents composants de l'atmosphère vont absorber, ou diffuser les rayonnements électromagnétiques reçus depuis l'espace.

La surface de la Terre est protégée des UV les plus énergétiques<sup>3</sup> grâce à la couche d'ozone ( $O_3$ ), elle suffit à absorber et diffuser suffisamment de photons dont la longueur d'onde est inférieure à 290 nm (> 80%) entre le sommet de l'atmosphère et le sol (Figure 1.2). Cet ozone est un des gaz atmosphériques très peu abondant par rapport au diazote ou au dioxygène (entre 10 ppb et 100 ppb). Environ 90% de l'ozone se situe dans la stratosphère (entre 12 km et 50 km en moyenne), et constitue cette couche d'ozone

<sup>3</sup>Fort heureusement pour la vie sur Terre, les UV les plus nocifs étant capables de modifier l'ADN [10], menant la plupart du temps à la dégénérescence des cellules du vivant.

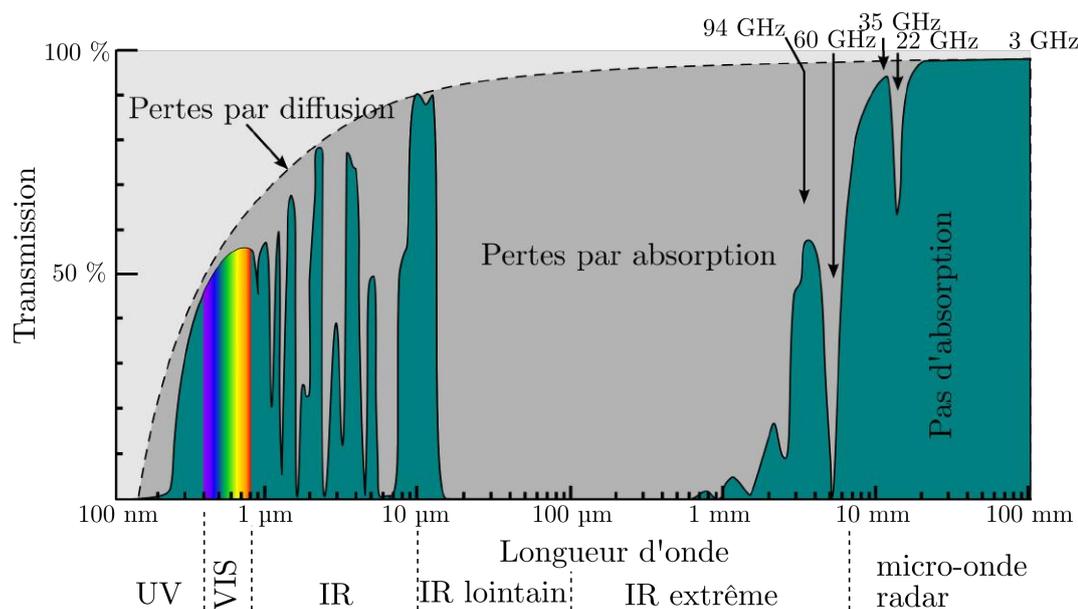


FIGURE 1.2 – Transmission en intensité du spectre électromagnétique entre le haut de l'atmosphère et le sol.

bénéfique au développement de la vie. En effet, le reste de l'ozone (10 %) situé dessous – dans la troposphère, voire au niveau du sol – est considéré comme un polluant car il est nocif. La diffusion Rayleigh est aussi un phénomène important qui nous protège des rayonnements UV et en deçà<sup>4</sup>. En effet l'intensité diffusée par les composants de l'atmosphère (moléculaires et atomiques) est inversement proportionnelle à  $\lambda^4$ . On en voit bien les conséquences dans la Figure 1.2.

L'absorption et la diffusion dues aux différents composants de l'atmosphère terrestre, fait qu'il y a une coupure assez nette de la transmission des rayonnements UV : autour de 350 nm au niveau de la mer, et jusqu'à 320 nm dans les sites d'altitude.

Ainsi pour pouvoir observer les diverses sources UV de notre Univers, nous sommes obligés de réaliser les observations en altitude afin de réduire l'absorption atmosphérique. D'après la Figure 1.3, pour observer tout le spectre UV avec une atténuation inférieure à 50 %, il est nécessaire d'observer au dessus de 150 km. Comme il a été dit dans le paragraphe précédent, une partie du proche-UV est accessible depuis une altitude plus faible, malgré une atténuation notable, atteignable en ballon stratosphérique voire depuis les hauts sommets de la Terre. À l'exception de cette bande, l'étude des rayonnements ultraviolets en astrophysique est peu présente, car elle nécessite des missions spatiales bien plus coûteuses.

<sup>4</sup>C'est grâce à ce même phénomène que le ciel nous paraît bleu les beaux jours, si on a la chance qu'il soit dégagé.

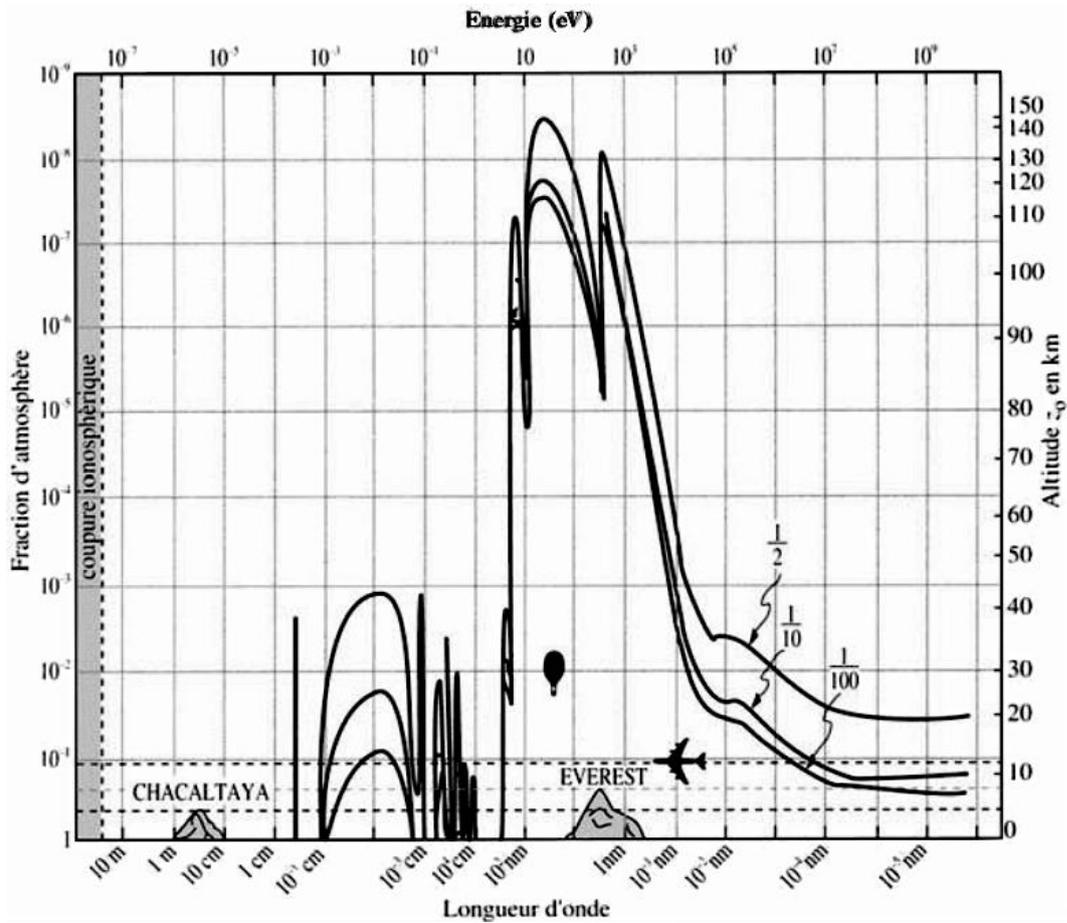


FIGURE 1.3 – Atténuation du rayonnement électromagnétique par l’atmosphère. Les trois courbes donnent l’altitude (échelle de droite) à laquelle l’intensité d’un rayonnement électromagnétique est divisée par 2, 10 et 100 par l’atmosphère, en fonction de la longueur d’onde. Crédits : Léna et al. [44, p.51].

### 1.2 L'instrumentation UV

Comme je viens de le présenter, l'astronomie UV est déjà limitée à cause de la l'atmosphère, c'est pourquoi l'observation dans cette gamme est née seulement aux débuts de la conquête spatiale. Mais il a fallu aussi adapter les optiques et les détecteurs classiques déjà existants, car ces derniers fonctionnant parfaitement pour le domaine visible, n'étaient pas adaptés pour le domaine UV. En effet, bien souvent l'efficacité est moindre, voire nulle. Voici donc un panorama des technologies associées à l'observation dans l'UV, dans lequel je n'inclurai pas les techniques propres à l'EUV ( $10 \text{ nm} \leq \lambda \leq 100 \text{ nm}$ ), qui se rapprochent plus de l'observation des rayons X.

#### 1.2.1 Les détecteurs

L'œil humain ne peut pas voir l'UV. En effet, l'évolution a fait en sorte que le cristallin de notre œil absorbe ce rayonnement<sup>5</sup> afin de protéger notre rétine de leur trop forte énergie. L'Homme a donc développé des techniques pour l'observer indirectement.

Il est crucial d'avoir des détecteurs qui soient insensibles aux photons visibles, car pour des sources d'une température proche de celle de la surface du Soleil (*e.g.* 5000 K), il y a environ  $10^6$  fois plus de photons dans le visible que dans l'UV.

#### Le film photographique

La première technique pour détecter l'UV a été le papier photosensible. En effet, c'est avec un papier imbibé de chlorure d'argent, qui présente un pic de sensibilité à 380 nm, que Johann Wilhelm Ritter mit en évidence l'existence de rayonnements invisibles à l'œil nu. Il appela alors en premier lieu ce rayonnement "rayonnement oxydant"<sup>6</sup> pour ses propriétés chimiques.

Pour une meilleure résolution et un meilleur rendement, les types de films photographiques ont été améliorés avec le temps, et on distingue alors deux méthodes indirectes adaptées à un plus large spectre UV :

- Les photons sont convertis en électrons de haute énergie par le biais d'une photocathode, qui viennent alors directement noircir un film photographique ordinaire. On appelle aussi cette méthode l'électronographie. Le processus de réaction étant plus sensible (30 à 40 fois plus efficace), cela réduit le temps d'exposition : on parle

---

<sup>5</sup>En revanche une personne qui a dû subir une ablation du cristallin peut voir l'UV jusqu'à 300 nm, mais cet avantage, s'il en est un, rend la rétine beaucoup plus vulnérable.

<sup>6</sup>Cette dénomination sera très vite remplacée par "rayonnement chimique" utilisé pendant la majorité du XIX<sup>e</sup> siècle. Le terme ultraviolet n'apparaîtra qu'à la fin de ce même siècle seulement.

de système intensificateur d'image. Cette méthode est à l'origine de la caméra électronique Lallemand [42].

- Toujours à l'aide d'une photo-cathode, les photons UV sont convertis en électrons, puis un écran phosphorescent convertit l'énergie de ces électrons en photons visibles, venant noircir un film photosensible ordinaire (sensible au visible). Cela permet d'étendre le spectre d'observation : on parle de système convertisseur d'image.

Ayant une meilleure résolution<sup>7</sup> que les capteurs matriciels de l'époque, le film photographique a été utilisé comme détecteur pour les premières missions d'observation UV quand les instruments pouvaient être rapatriés sur Terre : c'est le cas des missions habitées. Son utilisation a commencé en 1966 avec la mission Gemini 11 [41] et il a été utilisé pour la dernière fois en 1995 avec l'instrument FUVIS embarqué sur le vol STS-63 de la navette spatiale Discovery [15].

### Les photomultiplicateurs

Avant les premiers détecteurs matriciels utilisables dans l'UV, les premières mesures étaient assurées par des photomultiplicateurs. Il s'agissait simplement de mesures photométriques, par intégration du nombre de photons incidents sur la surface de détection, ou bien des mesures spectrales. Pour l'acquisition de ces spectres, les photomultiplicateurs devaient se déplaçait mécaniquement le long du spectre obtenu par dispersion des rayonnements UV.

La gamme de longueurs d'onde à observer peut être sélectionnée à l'aide de filtres, mais aussi en fonction du matériau utilisé en guise de photo-cathode. Certains sont sensibles à l'UV sans l'être dans le visible. C'est le cas de l'iodure de césium (CsI) insensible au dessus de 320 nm, ou bien du tellurure de césium (Cs<sub>2</sub>Te) insensible au dessus de 200 nm. Ils ont donc l'avantage d'être insensibles aux longueurs d'onde du Soleil, ils sont dits *solar-blind*.

Les photomultiplicateurs furent utilisés dans le cadres d'observations UV depuis 1964 avec Kosmos 51 (URSS) [19], jusqu'en 1987 avec Dynamics Explorer 1 (USA) [23].

### Les caméras à balayage électronique

Les caméras à balayage électronique sont des détecteurs matriciels, et étaient utilisées pour enregistrer les images de télévision, depuis les années 1930 et jusqu'au développe-

---

<sup>7</sup>À proprement parler, on ne peut pas définir la résolution d'un film photographique, car il ne s'agit pas d'une matrice de pixels, mais on parlera plutôt de densité de grains. Plus le grain est fin, meilleure est la "résolution" équivalente.

ment des CCD en 1970. Plusieurs types de tubes ont été développés, mais le principe est le même pour tous. Dans ce dispositifs encore, les photons UV sont convertis en électrons à l'aide d'une photocathode. Ces électrons viennent alors interagir avec une cible qui sera ensuite scannée par un faisceau d'électrons, à la manière d'un tube cathodique. Le courant résultant de ce faisceau dépendra de la luminosité de la cible au point visé, et permet ainsi d'obtenir une image.

L'utilisation de ces caméra pour imager les sources UV commença en 1968 avec OAO-2 (USA) [17] et s'acheva en 1996 avec IUE (International Ultraviolet Explorer) [8].

### Charge Coupled Device (CCD)

Le CCD (Charge Coupled Device), ou dispositif à transfert de charges, est une matrice d'éléments semi-conducteurs – les pixels – pouvant emmagasiner des charges. Cette matrice peut être lues en une seule commande par transfert des charges sur l'un des côtés du CCD. Il a été inventé en 1969 au Canada, dans l'entreprise AT&T Bell Laboratories. Il a initialement été conçu dans le but de servir de registre de mémoire. Mais les ingénieurs travaillant sur le projet se rendirent compte qu'il pouvait aussi être capable de servir comme capteur d'images grâce à l'effet photo-électrique. Et c'est en 1971 que cette fonctionnalité est testée dans les mêmes laboratoires avec succès [63].

Le CCD classique aminci et éclairé par l'arrière, peut capter des longueurs d'onde allant jusqu'à 300 nm avec une efficacité quantique bien inférieure au spectre visible. Un revêtement UV adapté, convertissant les photons UV en photons proche-UV permettent d'élargir le spectre de détection mais toujours avec un faible rendement quantique, ce qui est son principal défaut.

Le premier CCD utilisé en astronomie UV fut intégré à l'instrument IMAPS (Interstellar Medium Absorption Profile Spectrograph), embarqué en 1993 lors du vol STS-51 de la navette Discovery [34]. Depuis, il est largement utilisé dans beaucoup de missions UV pour obtenir des images ou des spectres.

### MicroChannel Plate (MCP)

Il ne s'agit pas ici d'un détecteur, mais d'un amplificateur d'image électronique très utilisé en astronomie UV. Il fonctionne toujours de pair avec un détecteur, et permet d'améliorer leurs performances. Le MCP (MicroChannel Plate), ou galette de microcanaux, est constitué d'un réseau de petits tubes parallèles – les microcanaux – qui vont agir comme une série de photomultiplicateurs indépendants, permettant de restituer une image amplifiée. Un MCP a une épaisseur standard de l'ordre de 2 mm, et les microcanaux ont un diamètre de l'ordre de 10  $\mu\text{m}$ . En entrée il faut ainsi placer une photo-

cathode permettant de convertir les photons UV en électrons, et en sortie un capteur matriciel sensible aux électrons permettant d'enregistrer l'image, comme un film photographique ou un CCD.

Les MCP ont pour la première fois été utilisés dans l'espace en 1977 pour l'instrument UVS (UltraViolet Spectrometer) des missions Voyager 1 et 2, afin d'obtenir des spectres allant de 50 nm à 170 nm de Jupiter, Saturne et Uranus [13].

### 1.2.2 Les optiques

L'astronomie dans l'ultraviolet se trouve très vite limitée par les optiques réfractives, car les matériaux classiquement utilisés absorbent et diffusent d'autant plus que la longueur d'onde est courte. Si nous regardons par exemple la transmission en intensité en fonction de la longueur d'onde à travers 10 mm de silice fondue<sup>8</sup>, nous voyons qu'elle est constante dans le visible (90%) et commence à diminuer à partir de 200 nm, pour atteindre une transmission nulle à partir de 160 nm. Il est donc nécessaire de travailler en réflexion à partir du moment où on veut descendre jusqu'aux rayonnements FUV. C'est pourquoi je ne traiterai ici que des optiques en réflexion.

#### La qualité optique

Dans le domaine du visible, l'imagerie astronomique depuis l'espace se fait à l'aide de télescopes, utilisant comme optique primaire un miroir concave asphérique comme par exemple dans une combinaison Ritchey-Chrétien. Les télescopes observant dans l'UV utilisent le même type d'optique, à la différence que la qualité des miroirs est bien plus importante. En effet, le critère de Rayleigh impose que les défauts de surface d'onde soient inférieurs au quart de la longueur d'onde, deux fois moins pour une surface réfléchissante soit  $\lambda/8$ . Mais pour avoir des images à bon contraste on considère qu'il faut une qualité de surface inférieure au vingtième de la longueur d'onde. Pour un télescope observant dans une bande minorée par 200 nm, les défauts du miroir ne doivent excéder une valeur moyenne de 10 nm, une qualité de polissage difficile à atteindre.

De plus les optiques destinées à être utilisées dans l'UV sont très sensibles aux contaminations extérieures. En effet, la plupart des poussières contenues dans l'air ambiant sont susceptibles d'absorber l'UV, et donc de réduire l'efficacité des optiques. Elles peuvent même être polymérisées et collées aux optiques en cas de rayonnements UV très intenses.

---

<sup>8</sup>La silice fondue est probablement le matériau le plus utilisé, à échelle industrielle, pour fabriquer des optiques opérant dans l'UV car sa tolérance en termes de longueur d'onde est très large.

### La dépendance de l'incidence

Pour des longueurs d'onde de plus en plus courtes, l'efficacité de la réflexion en incidence normale sur les miroirs diminue, une partie des photons traversant alors les matériaux du miroir. Cela s'explique car la longueur d'onde devient plus courte que la distance moyenne entre les atomes.

Un moyen de contourner cet inconvénient, est de réduire artificiellement l'espace entre les atomes du point de vue du faisceau en augmentant l'incidence. A partir d'une certaine énergie de photons, on utilise alors la méthode de l'*incidence rasante*, avec des télescopes de type Wolter. Ce genre d'instruments est réservé à l'observation des rayons X et parfois de l'EUV (*e.g.* EUVE [12]). La qualité de surface à obtenir est de moindre exigence et l'angle minimal de réflexion entre le faisceau et la surface est de  $10^\circ$  au lieu de  $2^\circ$  pour les X.

### Le revêtement

L'efficacité de réflexion d'un miroir en incidence normale dans l'UV va dépendre du revêtement. Dans le visible, il est courant d'utiliser de l'aluminium (Al) comme surface réfléchissante, déposé par évaporation sous vide. Pour une meilleure réflexion dans l'UV, on utilise différents revêtements en fonction de la longueur d'onde que l'on veut réfléchir. Le plus courant est le revêtement en fluorure de magnésium (Al+MgF<sub>2</sub>), comme pour le miroir du HST (Hubble Space Telescope). Ce miroir devient non-réfléchissant en dessous de 115 nm.

D'autres matériaux sont utilisés pour réfléchir dans le FUV. Dans le satellite FUSE par exemple, un miroir est recouvert de carbure de silicium (SiC) pour la bande 90 nm – 110 nm, et un autre de fluorure de lithium (LiF) pour la bande 100 nm – 120 nm.

Il existe aussi des revêtements multicouches permettant de réfléchir en incidence normale dans de très courtes longueurs d'onde, allant même jusqu'à l'EUV, mais ayant des bandes passantes très étroites. La réflectivité peut atteindre entre 10 et 20% dans l'EUV, évitant ainsi de complexes télescopes utilisant l'incidence rasante.

## 1.3 Les missions marquantes de l'astronomie UV

Avant la création des premiers satellites artificiels, le seul moyen de s'affranchir de l'atmosphère nous séparant de l'espace, ou au moins d'une partie, étaient de s'en approcher à l'aide de ballons stratosphériques pouvant atteindre 40 km d'altitude, et des premières fusées pouvant atteindre 80 km. Comme nous pouvons le lire sur la Figure 1.3, une fusée

à 80 km du sol peut recevoir plus de la moitié du flux UV au dessus de 200 nm environ. En effet, à cette altitude le dioxygène est encore suffisamment dense pour absorber la majorité des photons en dessous de 220 nm de longueur d'onde. Ces fusées étaient alors non stabilisées, et ne restaient à leur altitude maximale que quelques minutes. C'est ainsi qu'en 1946, le spectre solaire a pu être mesuré pour la première fois jusqu'à 220 nm, à l'aide d'une fusée V2 [6] – fusée allemande de la Seconde Guerre Mondiale – qui atteignit l'altitude de 88 km. C'est le début de l'astronomie UV.

Depuis 1957, année de lancement de Spoutnik 1, l'Homme a commencé à envoyer des sondes au delà de l'atmosphère, ouvrant ainsi de toutes nouvelles perspectives d'observations astronomiques depuis l'espace. La complexité des stations d'observation qui ont été lancées ne cessent de croître. Ces missions en orbites autour de la Terre, du Soleil, voire d'autres planètes, nous ont permis d'obtenir des informations que nous n'aurions jamais imaginé.

La coupure assez nette de la fenêtre atmosphérique à la limite de l'ultraviolet, autour de 350 nm, obligea rapidement les scientifiques à utiliser cette voie pour explorer les sources UV du ciel. Je vais maintenant présenter les missions les plus marquantes de l'histoire de l'astronomie UV.

### 1.3.1 Les missions passées et actuelles

#### **Orbiting Astronomical Observatory (1966 – 1972)**

La mission OAO (Orbiting Astronomical Observatory), programme de la NASA, consistait en une série de satellites lancés entre 1966 et 1972, qui ont fourni les premières observations de haute qualité dans l'ultraviolet. Seul OAO-2 et OAO-3 ont réussi leur mission.

OAO-2 est le second satellite de la série mis en orbite basse en 1968. La charge utile comprenait quatre photomètres stellaires (100 nm – 425 nm), deux spectromètres (100 nm – 400 nm), un photomètre dédié aux nébuleuses (200 nm – 330 nm), et Telescope, un instrument avec quatre télescopes de type Schwarzschild, couvrant des champs carrés de 2° de côté. Durant 4 ans, ce dernier instrument récolta 7400 images exploitables, et donna les mesures de magnitudes de plus de 5000 étoiles dans différentes bandes UV à l'aide de 4 filtres différents (120 nm – 290 nm) [17]. La Figure 1.4 donne une idée de la qualité d'imagerie de cette toute première mission d'imagerie spatiale. La résolution angulaire des images est de 28'' mais ne rend pas compte de la limite de résolution du télescope lui-même. Le miroir primaire de chaque télescope avait un diamètre de 30,5 cm, et possédaient un revêtement en  $\text{MgF}_2$ . Des caméras Uvicons, un modèle caméra à balayage, permettaient d'obtenir ces images [18].

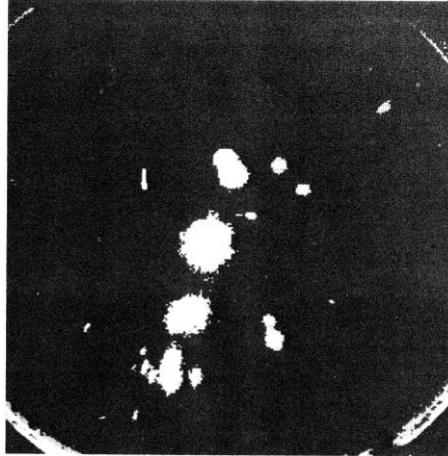


FIGURE 1.4 – Étoiles dans la constellations d'Orion vues par OAO-2 dans l'ultraviolet. Crédit : Code [17].

En 1972 est lancé OAO-3, aussi connu sous le nom de Copernicus, qui possède un télescope UV de type Cassegrain avec un miroir primaire de 80 cm de diamètre, en silice fondue recouvert d'un revêtement réfléchissant en aluminium. Il était alors le plus gros télescope spatial de son époque. Il embarqua un spectromètre à diffraction, utilisant un réseau circulaire Paschen-Runge. La mesure se faisait à l'aide de 2 photomultiplicateurs, chacun scannant 2 régions spectrales différentes : 95 nm – 145 nm et 165 nm – 300 nm. La résolution spectrale varie entre 0,05 Å et 0,1 Å selon la partie du spectre [52]. Comme son prédécesseur, cette mission se concentre essentiellement sur la mesure des spectres UV stellaires, délaissant les objets du ciel profond moins lumineux. Cependant les spectres des étoiles obtenues ayant une bonne résolution, ont aussi permis d'étudier le milieu interstellaire [46] et les poussières [68] qui absorbent une partie du rayonnement UV, pour les sources situées dans le plan galactique principalement.

### **International Ultraviolet Explorer (1978 – 1996)**

La mission IUE – International Ultraviolet Explorer – fruit de la collaboration entre la NASA, l'ESA, et le Royaume-Uni, a probablement été l'une des missions UV les plus fertiles en termes de données. Durant 18 ans, entre 1978 et 1996, il fit l'acquisition de 104 470 spectres exploitables [50], pour une durée de vie initialement prévue entre 3 et 5 ans<sup>9</sup>. Il s'agit du premier télescope permettant des observations en temps réel par toute une communauté de scientifiques, étant le premier satellite placé sur une orbite géosynchrone, au dessus de l'Atlantique dans ce cas-ci.

---

<sup>9</sup>Il fut éteint depuis le sol volontairement par décision administrative, et certains disent qu'il aurait pu continuer à obtenir des données pendant encore des années.

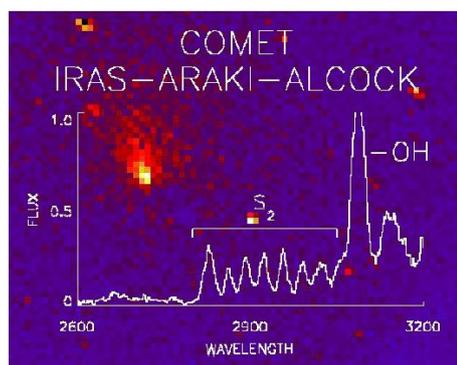


FIGURE 1.5 – Image obtenue par la caméra de pointage FES/IUE. En superposition le spectre de la comète IRAS-Araki-Alcock mettant en évidence la présence de raies d'émission de soufre ( $S_2$ ) et d'hydroxyde (OH). Crédit : IUE Project.

Le télescope utilisait un miroir, avec un revêtement en béryllium, de 45 cm de diamètre comme optique primaire. Il est équipé de 2 spectrographes couvrant les bandes 115 nm – 195 nm et 190 nm – 320 nm [8]. Les spectres étaient obtenus à l'aide de réseau en réflexion, et sont scannés par des caméras à balayage.

Les spectres de la mission portaient sur 9600 objets célestes différents, du système solaire comme les planètes ou les comètes, mais aussi sur les étoiles pour continuer à étudier leurs spectres, l'absorption du milieu interstellaire, et les flux de gaz autour des étoiles binaires. Il fut aussi le premier à observer des spectres de galaxies et quasars, objets peu lumineux, à haute résolution.

Sa réactivité permit d'observer aussi des événements beaucoup plus brefs. Il fut notamment le premier instrument, couvrant quasiment toute la bande UV, à observer la supernova 1987A [49], à permettre de détecter des bandes spectrales propres au soufre  $S_2$  dans la queue d'une comète [2] (voir Figure 1.5), et permit d'obtenir des spectres des régions aurorales de Jupiter juste après la collision avec la comète Shoemaker-Levy 9 en 1994 [29].

### Hubble Space Telescope (1990 - aujourd'hui)

L'HST – Hubble Space Telescope – télescope spatial de la NASA a été mis en orbite autour de la Terre en 1990. Il est le seul observatoire spatial à avoir été conçu pour permettre des maintenances nécessitant l'intervention de l'Homme, à l'aide de missions spéciales acheminées par navettes, c'est pourquoi il a été placé en orbite basse (600 km). La première intervention, non prévue, a été réalisée en 1993 et visait à corriger une aberration sphérique de la combinaison Ritchey-Chrétien due à des erreurs de calcul et

de mesure lors du polissage<sup>10</sup>.

Son large miroir, de 2,4 m de diamètre, aurait pu permettre d'avoir un pouvoir de résolution limité par la diffraction de  $0,1''$ . Sa résolution est finalement de  $0,2''$  après l'intervention de 1993. Il est capable de couvrir un champ allant jusqu'à  $52'' \times 52''$ , pour l'instrument à plus large champ. Il est doté d'un revêtement  $\text{Al} + \text{MgF}_2$  permettant de focaliser depuis l'UV (115 nm) jusqu'à l'infrarouge proche.

L'HST est le télescope spatial majeur depuis les années 1990 et jusqu'à aujourd'hui, et a permis de récolter de nombreuses observations en photométrie, en imagerie et en spectrométrie. Les anciennes générations d'instruments étaient peu performantes à cause de l'aberration du miroir, mais aussi les premières technologies de l'époque du lancement n'étaient pas aussi performantes que celles qui ont remplacé les différents instruments au cours des différentes interventions de maintenance. Par exemple, les caméras à balayage ont laissé place aux CCD. Voici donc une rapide description des instruments de la dernière génération servant l'astronomie UV encore aujourd'hui.

**Space Telescope Imaging Spectrograph** STIS est un spectrographe, qui dispose aussi d'un mode caméra, installé en 1997 sur le HST. Il dispose d'un CCD couvrant un champ de  $52'' \times 52''$  et sensible à la bande spectrale entre 200 nm et 1030 nm. Il possède aussi de 2 capteurs Multi-Anode Multichannel Arrays (MAMA) couvrant un champ de  $26'' \times 26''$  chacune. Une caméra MAMA est adaptée à l'UV car elle convertit les photons en électrons à l'aide d'une photocathode, puis amplifie leur nombre à l'aide d'un MCP, et détecte les pulses d'électrons à l'aide d'un réseau d'anodes résistives. La première a une photocathode en  $\text{Cs}_2\text{Te}$  permettant de détecter les photons entre 160 nm et 310 nm, et la seconde en CsI pour le spectre entre 115 nm et 170 nm [66].

De par sa bonne résolution dans l'UV, cet instrument a par exemple permis d'imager les aurores joviennes afin de mieux comprendre ex situ le champ magnétique de Jupiter (voir Figure 1.6), et de mettre en évidence les panaches de vapeur d'eau éjectés par le satellite Europe en observant dans le FUV [61]. Il a aussi permis d'étudier l'atmosphère d'exoplanètes dans l'UV : d'abord l'évaporation d'hydrogène du Jupiter chaud (HD 189733b) laissé sur son passage [11], et il est le premier instrument à avoir détecté de l'hydrogène par absorption de l'exosphère d'une exoplanète (HD 209458b) [21].

**Advanced Camera for Surveys** Depuis 2002, l'instrument ACS est installé à bord de l'HST. Il dispose de 3 canaux permettant d'obtenir des images et des spectres allant

---

<sup>10</sup>Malgré le développement long et coûteux de l'HST, et les multiples vérifications de courbure, il s'agissait d'abord d'une erreur de polissage de l'ordre de  $2 \mu\text{m}$  sur les bords du miroir, provoquant ainsi l'impossibilité de focaliser tous les photons incidents dans le plan focal, et d'une absence d'un contrôle optique de la combinaison des miroirs avant le lancement. Cette histoire nous montre à quel point les erreurs d'optique sur des télescopes spatiaux sont critiques et peuvent engendrer un échec de la mission. Une chance que le HST fût conçu pour subir des maintenances.

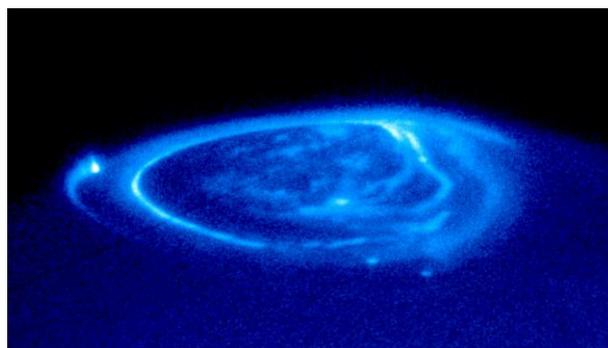


FIGURE 1.6 – Image d’une aurore jovienne prise par l’instrument STIS du HST le 26 novembre 1998. Les spots brillants sont dus à des tubes de flux magnétique reliant Jupiter à ses plus grosses lunes. Crédits : John T. Clarke (University of Michigan), NASA/ESA

de l’ultraviolet jusqu’au très proche infrarouge (115 nm à 1100 nm). Il s’agit de l’instrument qui a imagé le fameux Hubble Ultra-Deep Field, grâce à sa très haute sensibilité, en combinant des images à toutes les longueurs d’ondes. Cet instrument possède en particulier un canal dédié à l’UV dénommé *Solar Blind Channel*, utilisant une caméra MAMA, couvrant le domaine compris entre 115 et 170 nm et un champ de  $25'' \times 25''$ .

**Cosmic Origins Spectrograph** COS est un spectromètre UV, mis en place en 2009, qui a une résolution spectrale modérée ( $R \approx 20000$ ) sur des objets très compacts ( $2,5''$  de diamètre) tels que des étoiles ou des quasars. Il dispose de 2 principales *channels* couvrant l’ultraviolet lointain (90 – 205 nm) et le proche ultraviolet (170 – 320 nm). Il a permis de réaliser de nombreuses études sur un large spectre d’objets astrophysiques : les étoiles chaudes (type O, naines blanches), les AGN (galaxies à noyaux actifs), les gaz dans le milieu interstellaire, intergalactique et dans les halos galactiques [58].

### Far Ultraviolet Spectroscopic (1999 - 2007)

Le télescope spatial FUSE, développé principalement par la NASA, a été en service entre juin 1999 et octobre 2007. Il consistait en un spectromètre utilisant un réseau à diffraction, et fonctionnant à des longueurs d’onde allant de 90,5 à 118,7 nm, permettant ainsi de combler le spectre ultraviolet avec le HST. Il possédait 4 miroirs paraboliques primaires, offrant ainsi une surface collectrice entre 20 et 80 cm<sup>2</sup>. Il disposait de 4 fentes dans un plan pupille, permettant de sélectionner des champs allant de  $30''$ , pour les objets étendus, à  $0,5''$ , pour les objets ponctuels [59].

Durant ses 6 années de service, il a entre autres permis de réaliser la première détection d’azote moléculaire dans le milieu interstellaire [36], ainsi que d’observer des comètes

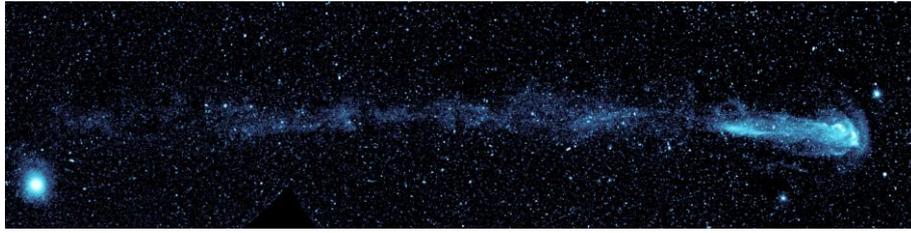


FIGURE 1.7 – Image de la queue de matière laissée par Mira A dans l'UV, découverte et prise par GALEX en 2007. Il s'agit d'une mosaïque d'images permettant de couvrir la totalité de l'objet. Crédit : NASA.

en cours d'évaporation au sein du disque de l'étoile  $\beta$  Pictoris [43].

### Galaxy Evolution Explorer (2003 - 2013)

GALEX était un télescope spatial de la NASA dédié à l'UV, et a fonctionné pendant 10 ans. Son miroir primaire de 50 cm de diamètre, offrait une résolution spatiale de  $6''$  pour les plus courtes longueurs d'onde et un champ de vue total  $1,2$  deg de large. Les instruments couvrent 2 bandes : l'UV lointain (135 – 175 nm) et le proche UV (175 – 280 nm) [45].

Le but de cette mission était d'observer l'Univers local à un *redshift* compris entre 0 et 2, afin de mesurer le taux de formation stellaire, l'extinction et la métallicité des galaxies environnantes uniquement à partir de leurs rayonnements UV, et ainsi comprendre la formation et l'évolution des galaxies en général [7]. Cette mission est très connue pour avoir observé une queue de matière laissée sur sa trajectoire par l'étoile Mira A (constellation de la Baleine), rayonnant fortement dans l'UV (voir Figure 1.7), et ce, par hasard lors d'une observation de routine dans cette région du ciel.

### 1.3.2 Les missions à venir

#### World Space Observatory - Ultraviolet

Le WSO-UV est une mission menée par la Russie, en collaboration avec l'Espagne. Elle sera lancée dans les dix ans à venir pour assurer un accès au domaine UV du ciel, après la fin de mission de l'HST prévue pour la fin de la décennie actuelle, le futur James Webb Space Telescope (JWST) ne couvrant pas ce domaine. Il s'agit d'un télescope spatial avec un miroir primaire de 170 cm de diamètre, lui permettant d'atteindre une résolution angulaire limitée par la diffraction de  $0,1''$  à 115 nm. Sa surface collectrice étant deux fois plus petite que celle du HST, WSO-UV dispose de détecteurs de dernière

génération permettant de compenser cette perte. Afin de réaliser des observations, ce télescope bénéficiera de 2 caméras, une fonctionnant dans le FUV (115 – 176 nm) et l'autre dans le NUV (174 – 310 nm), ainsi que 3 spectromètres observant dans les mêmes gammes de longueur d'onde [54].

Cette mission a pour objectif d'étudier la formation des galaxies, et en particulier celle de notre Voie Lactée et son évolution, la physique au cœur des systèmes d'accrétions, l'atmosphère de planètes extra-solaires et de l'astrochimie des régions fortement exposées aux rayonnements UV [27]. Ces thématiques résument bien l'intérêt actuel des chercheurs pour l'observation du domaine UV.

### Et après ?

Pour le moment, les chercheurs ont encore matière à traiter avec les observations du HST. D'ailleurs il existe le *HST UV Initiative Program* qui vise à regrouper les propositions d'observations dans l'UV à l'aide de l'HST, mais le télescope n'a plus que quelques années de service prévues. Malheureusement le futur grand télescope spatial de la NASA, le *James Webb Space Telescope* (JWST), dont le lancement est prévu pour 2019, se limite à observer une gamme de longueurs d'onde plus grandes que 600 nm. Et aujourd'hui en 2017, à part le WSO-UV, il n'y pas d'autres missions dédiées à l'UV prévues.

On peut tout de même noter les différents projets étudiés pour le futur de l'astronomie UV. Tout d'abord afin de combler le manque en parallèle du JWST (2020 - 2030), un télescope d'un diamètre de 1,5 m a été proposé afin de suivre plus particulièrement l'évolution des galaxies : le *Cosmic Evolution Through UV Spectroscopy* (CETUS) [30]. Pour la décennie suivante (2030 - 2040), la NASA investit déjà sur le potentiel successeur du JWST – appelé *Large UV/Optical/Infrared Surveyor* (LUVOIR) – qui pourrait observer de l'UV jusqu'à l'infrarouge thermique, comme son nom l'indique [9].

De plus, un réseau de recherche européen dédié à l'instrumentation UV et à l'astronomie UV a vu le jour en 2008 : le *Network for Ultraviolet Astronomy* (NUVA). Il vise à identifier les besoins de la communauté des astronomes dans le domaine UV, et ainsi à constituer une "feuille de route" pour les missions à venir. Le projet Fresnel Diffractive Array Imager, que je vais détailler dans le chapitre suivant, a déjà fait l'objet de plusieurs publications avec les principaux acteurs de ce réseau.



## Chapitre 2

# L'imageur de Fresnel

### Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Les grilles de Fresnel</b>	<b>26</b>
2.1.1	Le réseau de Fresnel	26
2.1.2	Propriétés optiques	33
2.1.3	Du réseau à la grille de Fresnel	38
2.1.4	Avantages pour l'astronomie	42
2.1.5	Désavantages et solutions	46
<b>2.2</b>	<b>Le système complet FDAI (Fresnel Diffractive Array Imager)</b>	<b>48</b>
2.2.1	La correction du chromatisme	48
2.2.2	La bande passante	50
2.2.3	Architecture générale de l'instrument	52
<b>2.3</b>	<b>Proposition de mission nominale</b>	<b>52</b>
2.3.1	Proposition de mission à l'ESA en 2010	52
2.3.2	Description générale	53
2.3.3	Résultats de la proposition à l'ESA	54
<b>2.4</b>	<b>Proposition de mission probatoire sur l'ISS</b>	<b>55</b>
2.4.1	Pourquoi l'ISS?	55
2.4.2	Caractéristiques techniques	55
2.4.3	Une collaboration internationale	59

L'imageur de Fresnel est un instrument optique dont le but est semblable à celui du télescope<sup>1</sup> classique : c'est-à-dire augmenter le diamètre apparent d'un objet situé à l'infini, sa luminosité et la visibilité des détails fins (clairs ou sombres). Cela permet

---

<sup>1</sup>Le mot "télescope" trouve ses origines étymologiques dans le grec ancien :  $\tau\eta\lambda\epsilon$  (télé) signifiant *loin* et  $\sigma\kappa\omicron\pi\acute{\epsilon}\omega$  (skopeo) signifiant *voir*.

ainsi d'observer en détail les objets du ciel pour pouvoir les étudier. Pour y parvenir, l'instrument doit être capable de collecter plus de lumière que l'oeil humain, et aussi de former une image dans un plan dit "plan focal".

Parmi les télescopes classiques existants, nous pouvons distinguer deux catégories : les réfracteurs – utilisant un doublet de lentilles<sup>2</sup> comme optique primaire – et les réflecteurs – utilisant un miroir – chacun des deux présentant des avantages et des inconvénients. Contrairement à l'anglais, en français il est d'usage de parler de "lunette astronomique" pour un télescope réfracteur, le terme "télescope" étant réservé aux réflecteurs.

L'imageur de Fresnel, quant à lui, n'appartient à aucune des 2 catégories. En effet l'optique primaire focalise l'image par diffraction, on pourrait donc le ranger dans une nouvelle catégorie émergente : les diffracteurs. Le premier à proposer un télescope diffractif pour l'espace est, à notre connaissance, Yuri M. Chesnokov [67]. Par la suite ce concept a été modifié et développé par plusieurs chercheurs ([33], [20]), dont Laurent Koechlin et ses collaborateurs, à l'IRAP – Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie – à Toulouse, à partir de 2004 [38]. L'optique primaire de cet instrument est un réseau circulaire de Fresnel fonctionnant en transmission. Les réseaux de Fresnel sont beaucoup utilisés dans la manipulation de rayons à hautes énergies, peu sensibles aux optiques réfractives, notamment dans le but de les focaliser sur l'axe optique pour des applications industrielles. L'imageur de Fresnel lui utilise les propriétés optiques du réseau de Fresnel pour faire de l'imagerie, d'où son nom.

Dans ce chapitre, je vais dans un premier temps expliquer les propriétés des réseaux de Fresnel, ensuite je décrirai l'imageur de Fresnel dans son ensemble, la proposition de mission nominale qui a été faite à l'ESA en 2010, puis le projet de mission probatoire pour l'ISS. Et je conclurai en présentant les axes d'améliorations possibles qui ont motivé ma thèse.

## 2.1 Les grilles de Fresnel

### 2.1.1 Le réseau de Fresnel

#### Principe optique

Le réseau de Fresnel<sup>3</sup> est réalisé pour la première fois par Jacques-Louis Soret en 1875 [60]. Ce dispositif optique permet de focaliser la lumière, à la manière d'une lentille

---

<sup>2</sup>Les larges lentilles simples, induisant un chromatisme, ont laissé place avec le temps aux doublets afin de le corriger.

<sup>3</sup>Parfois appelé réseau de Soret, puisque Jacques-Louis Soret est le premier à publier concernant sa mise en application.

mince ou d'un miroir parabolique, mais par le phénomène de diffraction, respectivement au lieu de la réfraction ou de la réflexion. Le concept est issu des théories d'Augustin-Jean Fresnel publiées en 1818 [25].

Avant de pouvoir en déterminer sa structure, il est nécessaire d'en comprendre le principe. Ce dispositif a pour but de focaliser la lumière par diffraction en transmission binaire (la transmission locale valant  $t = 0$  ou  $t = 1$ ), soit à travers une surface plane partiellement ajourée, qui sera capable de produire des interférences constructives en un point focal donné sur l'axe optique noté  $F'$ , à partir d'une onde incidente plane (issue d'une source ponctuelle située à l'infini sur l'axe optique). Cette onde, en avant du dispositif, possède donc une phase uniforme que l'on pourra fixer arbitrairement. Chaque point ajouré du motif diffractant apporte donc sa contribution en termes de phase au point focal  $F'$ . Afin d'y réaliser une interférence constructive, et d'après le modèle ondulatoire de la lumière, il faut donc isoler les points qui apportent des contributions de phase "qui vont dans le même sens". En observant la Figure 2.1, qui représente dans le plan complexe la sommation des phases au point  $F'$ , on se rend compte que pour obtenir une efficacité maximum, il faut sélectionner les phases comprises dans un demi plan, soit dans un intervalle de longueur  $\pi$ , lui-même compris dans l'intervalle des phases possibles  $]-\pi, \pi]$ .

Le motif du réseau de Fresnel en transmission sera alors découpé en zones, celles produisant au foyer des ondes résultantes dont la phase est positive, et celles dont la phase est négative. Ces zones sont appelées *zones de Fresnel*. Dans la pratique, ces zones peuvent être définies autrement, puisque on peut choisir n'importe quel intervalle de longueur  $\pi$  dans l'intervalle  $]-\pi, \pi]$ , mais elles présentent toujours une relation de phase entre elles. On dit qu'elles sont *cophasées*. Entre les deux bords d'une zone de Fresnel, l'onde incidente produit au foyer  $F'$  deux ondes avec une différence de phase valant  $\varphi = \pi$ , soit une différence de chemin optique valant  $\Delta L = \lambda/2$ . On dit alors qu'une zone de Fresnel tend à détruire l'action de sa voisine au foyer  $F'$ , car leurs phases associées respectives, tantôt comprises dans l'intervalle  $]-\pi, 0]$ , tantôt dans l'intervalle  $]0, \pi]$ , produisent des interférences destructives.

Géométriquement, on remarque aisément que les points du plan diffractant équidistants du foyer  $F'$  forment des cercles, dont le rayon correspond à une phase donnée. Les zones de Fresnel dont les points produisent des interférences constructives au foyer, c'est-à-dire qui produisent une onde au foyer dont la phase est dans l'intervalle  $]0, \pi]$  dans notre exemple, forment donc des anneaux. Ces différentes zones de Fresnel, du centre au bord de l'optique, ont des largeurs variables mais possèdent toutes la même surface. Pour isoler ces zones de Fresnel contribuant aux interférences constructives au foyer, il suffit de masquer les zones donnant des phases appartenant au domaine  $]-\pi, 0]$  avec des anneaux opaques (voir Figure 2.2).

Le réseau de Fresnel est donc un dispositif optique fonctionnant en transmission : il est composé d'une alternance d'anneaux concentriques opaques et ajourés de plus en

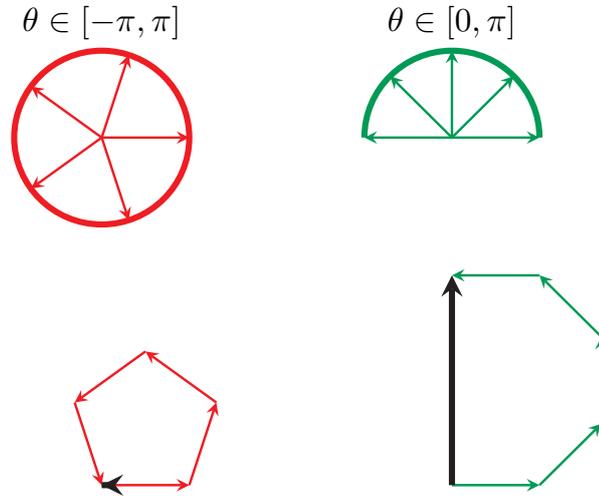


FIGURE 2.1 – Principe des interférences par représentation de la phase d’une onde dans un plan complexe. À gauche : Le motif diffractant est ouvert dans tout le plan. Pour une onde plane, tous les points du plan apportent leurs contributions au foyer  $F'$  avec des phases quasi-uniformément réparties sur l’intervalle  $]-\pi, \pi]$ . Par sommation, l’interférence est alors globalement destructive. À droite : Le motif particulier du réseau de Fresnel sélectionne uniquement les points apportant des contributions au foyer  $F'$  avec des phases comprises dans un demi-plan complexe donné, ici sur l’intervalle  $[0, \pi]$ . Par sommation, l’interférence est alors globalement constructive et maximale.

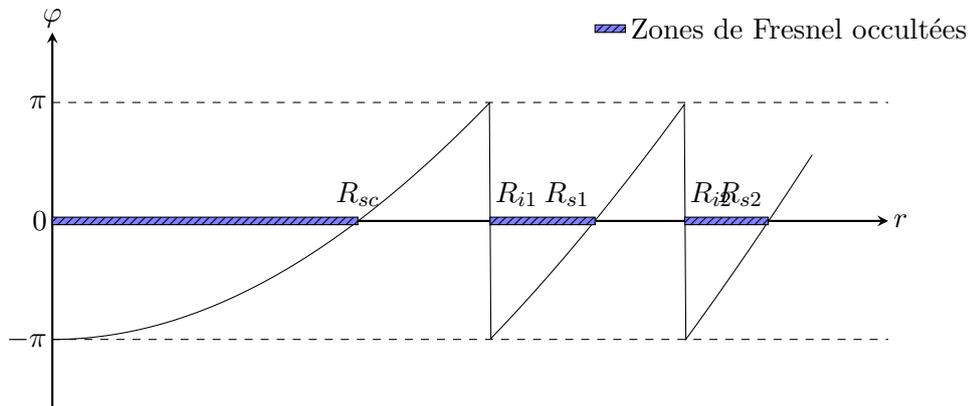


FIGURE 2.2 – Phase de l’onde complexe  $\varphi$  au foyer  $F'$  en fonction de la distance au centre optique  $r$  dans le plan du motif diffractant. On distingue les zones de Fresnel en observant le signe de la phase. Dans notre exemple, nous choisissons d’occultier les zones de Fresnel associées aux phases négatives pour ne conserver que les phases positives.

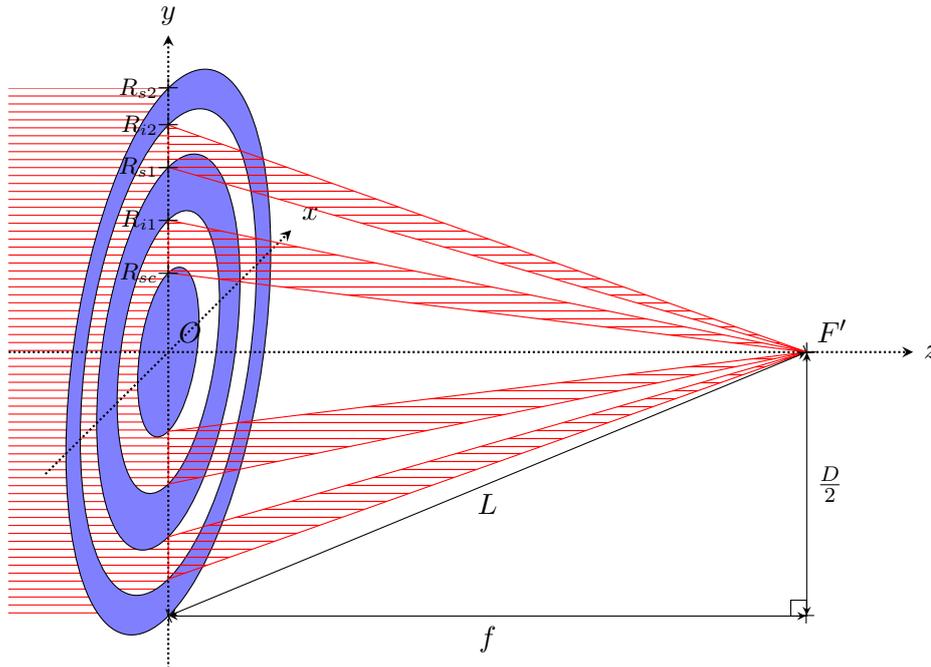


FIGURE 2.3 – Schéma représentant la géométrie d'un réseau de Fresnel.

plus étroits du centre vers le bord, correspondant aux zones de Fresnel (voir Figure 2.3 et 2.4). La transmission est alors binaire, et la lumière est focalisée naturellement en traversant du vide dans l'espace, ou bien de l'air au sol. Aucune réfraction ou réflexion n'intervient dans le principe du fonctionnement.

### Focale d'ordre 1

En pratique, un réseau de Fresnel ne pouvant avoir un diamètre infini, l'ouverture d'une telle optique peut être définie par son diamètre  $D$ . Il en est de même pour le nombre de zones de Fresnel couvrant sa surface. Alors définissons par  $N$ , nombre entier, le nombre de paires d'anneaux concentriques (opaque + ajouré) contenus dans le diamètre effectif.

D'après la Figure 2.3 et en utilisant le théorème de Pythagore, on obtient la relation suivante :

$$f^2 + \left(\frac{D}{2}\right)^2 = L^2 \quad (2.1)$$

où  $L$  est le chemin optique entre un point au bord du réseau et le foyer  $F'$ , et  $f = \overline{OF'}$  est la distance focale du réseau de Fresnel.

Une paire d'anneaux (opaque + ajouré) couvrant deux zones de Fresnel, la différence de phase  $\Delta\varphi$  bord à bord de cette paire vaut  $\Delta\varphi = 2\pi$ , ce qui correspond à une différence

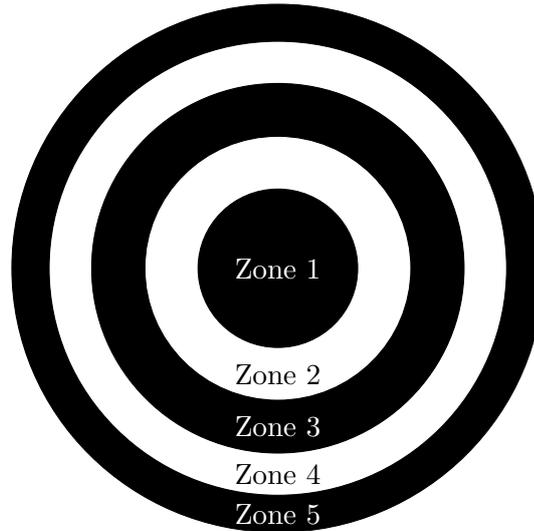


FIGURE 2.4 – Un exemple de réseau de Fresnel, couvrant 5 zones de Fresnel. La première zone étant opaque, il présente 2 zones de Fresnel ajourées. Un réseau de Fresnel idéal, c'est à dire un réseau ayant une efficacité de focalisation maximum, s'étend théoriquement à l'infini, ce qui est impossible en pratique.

de marche  $\Delta L = \lambda$ . Et la différence de marche du centre au bord du réseau de Fresnel vaut lui  $\Delta L = (N + \alpha)\lambda$ , où  $\alpha$  est un paramètre qui représente le déphasage au centre en termes de longueur d'onde. Le chemin optique  $L$  vaut alors  $L = f + (N + \alpha)\lambda$ . Le terme  $\alpha$ , compris entre 0 et 1, est négligeable dans le cas où on a un grand nombre d'anneaux  $N$ . On en déduit donc :

$$\begin{aligned} f^2 + \frac{D^2}{4} &= (f + N\lambda)^2 \\ \frac{D^2}{4} &= 2N\lambda f + N^2\lambda^2 \\ \frac{D^2}{4} &= N\lambda(2f + N\lambda) \end{aligned}$$

Dans le cas où  $N\lambda \ll 2f$ , on obtient l'approximation suivante :

$$f \approx \frac{D^2}{8N\lambda} \tag{2.2}$$

On retrouve bien ici la dépendance entre la distance focale et la longueur d'onde, mise en évidence par l'expérience des lentilles de Soret [60]. En effet, cette distance focale  $f$  est inversement proportionnelle à longueur d'onde de travail  $\lambda$ . Si nous utilisons cette optique sur une large bande spectrale pour réaliser de l'imagerie, nous pourrions donc observer une aberration chromatique. Je détaillerai plus tard la solution qui a été utilisée pour corriger ce chromatisme (cf. 2.2.1) et comment nous l'avons adaptée pour une utilisation dans l'UV (cf. Chapitre 4).

### Propriété multifocale

On remarque qu'il peut aussi y avoir des interférences constructives aux distances  $\overline{OM}$  tels que  $\overline{OM} = \frac{f}{m}$ , avec  $m$  un entier relatif impair, appelé ordre de diffraction. En effet, dans ces cas là les zones de Fresnel d'ordre  $m$  sont plus étroites. Alors les zones masquées (respectivement ajourées) pour l'ordre 1 recouvrent  $\frac{m+1}{2}$  anneaux à masquer et  $\frac{m-1}{2}$  anneaux à ajourer (respectivement  $\frac{m-1}{2}$  anneaux à masquer et  $\frac{m+1}{2}$  anneaux à ajourer) pour l'ordre  $m$ . Par exemple, dans le cas où  $m = 3$ , les anneaux masqués (respectivement ajourés) pour l'ordre 1 recouvrent deux zones à masquer et une zone à ajourer (respectivement une zone à masquer et deux zones à ajourer) pour l'ordre 3. Cependant l'efficacité de transmission en intensité décroît d'un facteur  $m^2$  par rapport à l'ordre 1, et ce qui sera expliqué dans la section 2.1.2.

Concernant les ordres de diffraction pairs (excepté l'ordre 0 puisqu'il n'y pas de convergence des faisceaux), les zones de Fresnel correspondantes à masquer (ou à ajourer) recouvrent autant d'anneaux masqués que d'anneaux ajourés. Et comme nous l'avons vu, une zone de Fresnel tend à détruire l'action de sa voisine, l'efficacité est donc nulle pour une optique diffractive à symétrie de révolution. Cela sera aussi vérifié dans la section 2.1.2.

Le réseau de Fresnel est donc une optique multifocale (voir Figure 2.5). La distance focale  $f$  est alors appelée distance focale à l'ordre 1. L'ordre 0 correspond aux faisceaux non-focalisés par le réseau. Les ordres positifs impairs sont les faisceaux qui sont focalisés, et les ordres négatifs impairs correspondent aux faisceaux divergents puisque la convergence se fait en amont du réseau.

### Construction des anneaux

D'après la Figure 2.3, nous pouvons aisément retrouver l'expression des rayons des anneaux du réseau de Fresnel. Définissons  $R_{ik}$  comme le rayon inférieur et  $R_{sk}$  le rayon supérieur du  $k$ -ième anneau du réseau. D'après la façon de disposer les anneaux décrite dans la Figure 2.2, c'est à dire l'ensemble des points du réseau dont la phase de l'onde résultante comprise dans l'intervalle  $]-\pi, \pi]$  issue d'un point du réseau au point focal est négative, les cercles de rayon  $R_{ik}$  correspondent à un déphasage  $\varphi = \pi$  et les cercles de rayon  $R_{sk}$  correspondent à un déphasage  $\varphi = 0$ .

Soit  $\alpha$  le terme de déphasage (sans unités) au centre  $O$  du réseau, soit  $\alpha = \frac{f}{\lambda} \pmod{1}$ , choisi arbitrairement dans l'intervalle  $]0, 1]$ . Si  $\alpha \in ]0, 0.5]$ , alors le déphasage au centre vaudra  $\varphi \in ]0, \pi]$ , et le centre du réseau sera ajouré. Au contraire, si  $\alpha \in ]0.5, 1]$ , alors  $\varphi \in ]-\pi, 0]$ , et le centre du réseau sera plein.

Pour retrouver les expressions des rayons des anneaux, il faut utiliser les relations

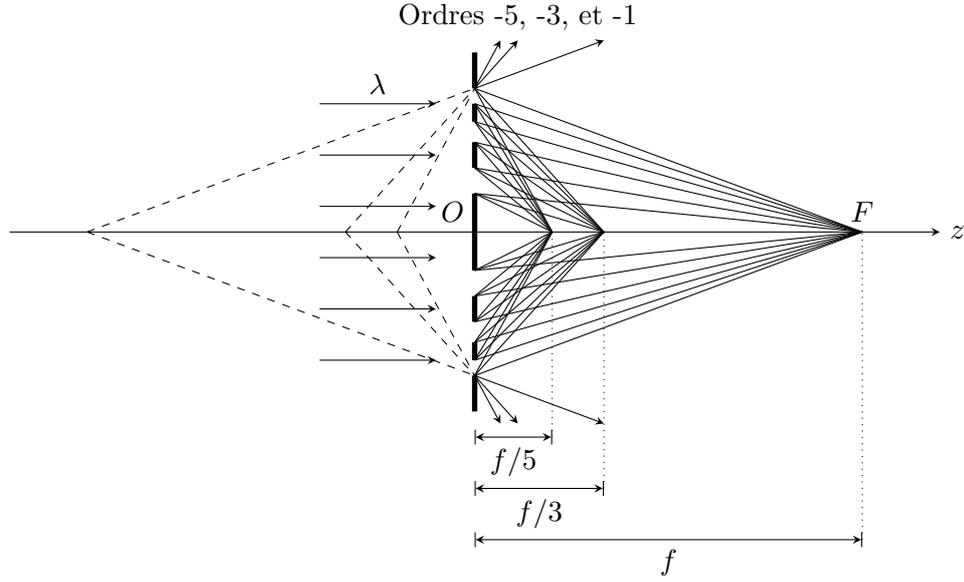


FIGURE 2.5 – Schéma représentant les différents ordres de focalisation du réseau de Fresnel. L'ordre 0 n'est pas représenté. Les ordres positifs impairs (convergentes) sont représentés par des traits pleins, et les ordres négatifs impairs (divergents) par des traits pointillés. Seuls sont représentés les ordres impairs  $m = \pm 5, \pm 3, \pm 1$ , car aucune énergie n'est transmise dans les ordres pairs, l'interférence étant destructive (cf. 2.1.2).

géométriques suivantes :

$$R_{ik}^2 + f^2 = (f + (k + \alpha - 1)\lambda)^2$$

$$R_{sk}^2 + f^2 = \left(f + \left(k + \alpha - \frac{1}{2}\right)\lambda\right)^2$$

pour  $k \in [1, N]$  où  $N$  est le nombre d'anneaux du réseau.

On obtient ainsi les expressions :

$$R_{ik} = \sqrt{2\lambda f(k + \alpha - 1) + \lambda^2(k + \alpha - 1)^2} \quad (2.3)$$

$$R_{sk} = \sqrt{2\lambda f\left(k + \alpha - \frac{1}{2}\right) + \lambda^2\left(k + \alpha - \frac{1}{2}\right)^2} \quad (2.4)$$

Et dans le cas où  $\alpha \in ]0.5, 1]$ , on peut calculer le rayon du disque au centre :

$$R_{sc} = \sqrt{2\lambda f\left(\alpha - \frac{1}{2}\right) + \lambda^2\left(\alpha - \frac{1}{2}\right)^2} \quad (2.5)$$

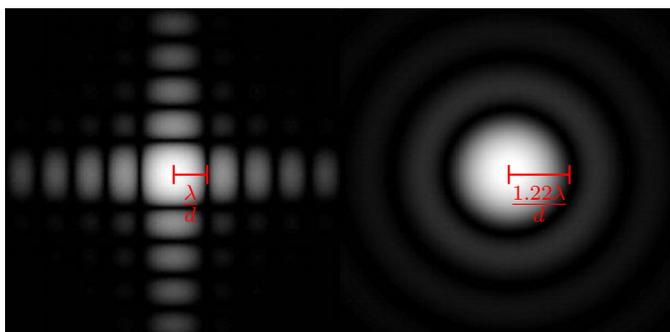


FIGURE 2.6 – Taches de diffraction à travers un instrument possédant une ouverture carrée à gauche ou une ouverture circulaire à droite. Dans le cas d'une ouverture circulaire on l'appelle tache d'Airy. L'intensité est représentée à l'échelle logarithmique pour rendre apparent sur la figure les lobes secondaires, ou pieds. En rouge on retrouve la taille limite d'un élément de résolution, dépendante de la longueur d'onde et de la taille de l'ouverture.

### 2.1.2 Propriétés optiques

#### Le pouvoir de résolution

Le *pouvoir de résolution*, autrement appelé *résolution angulaire* ou *résolution spatiale*, est la capacité d'un système optique, à séparer les détails dans une image. C'est pourquoi on l'appelle aussi *pouvoir séparateur*. Il se mesure par la distance angulaire, ou métrique, entre 2 points consécutifs pouvant être correctement discernés. Dans le cas d'un télescope, il s'agit d'une distance angulaire puisque les objets observés sont considérés à l'infini par rapport à l'optique primaire. Mais elle peut être exprimée en unité métrique dans le cas où l'image possède une taille donnée dans le plan focal image.

Les instruments optiques sont limités en résolution par leur ouverture de faisceau. En effet, un instrument, même dénué de tout défaut optique, sera toujours limité par la diffraction causée par son ouverture de dimension spatiale finie, à une longueur d'onde donnée. Dans le cas d'un télescope possédant une optique primaire circulaire parfaite (et sans aucun diaphragme en aval), une source ponctuelle à l'infini donne une image, dans le plan focal, d'une tache (car semblant floue), appelée *tache d'Airy*<sup>4</sup> (voir Figure 2.6 à droite).

Cette image peut être calculée analytiquement par la théorie de la diffraction de Fraunhofer (diffraction à l'infini). L'intensité lumineuse correspond au carré du module de la transformée de Fourier de la fonction caractéristique du disque représentant l'ou-

<sup>4</sup>Cette tache doit son nom à celui qui l'a découverte, George Biddell Airy (1801 – 1892), en 1835 [3]. Il était mathématicien et astronome britannique. Il travailla essentiellement sur des problèmes de géophysique, comme l'isostasie, la mesure de la masse de la Terre et la mesure de la constante de gravitation.

verture circulaire, soit :

$$I(x) = I_0 \left( \frac{2J_1(\pi x)}{\pi x} \right) \quad (2.6)$$

où  $x = \frac{d \sin(\theta)}{\lambda}$ ,  $I_0$  est l'intensité au centre de la figure,  $J_1$  est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1,  $d$  est le diamètre de l'ouverture,  $\theta$  est la distance angulaire entre l'axe optique et le point de l'image calculée, et  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayonnement étudié.

On définit en général le pouvoir de résolution d'un instrument par le critère de Rayleigh<sup>5</sup>, qui stipule que deux points sont discernables si le maximum de l'un des deux se situe au delà du premier zéro de la tache de diffraction du second. Cette distance angulaire est donc la limite de résolution d'un instrument optique.

Dans le cas d'une ouverture circulaire, cela représente une distance angulaire valant le premier zéro de la fonction de Bessel d'ordre 1, soit :

$$\begin{aligned} x &= \frac{d \sin(\theta)}{\lambda} = 1,22 \\ \theta &\approx \frac{1,22\lambda}{d} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Dans le cas d'une ouverture carrée, cela représente une distance angulaire valant le premier zéro d'un sinus cardinal selon les axes orthogonaux aux bords, soit :

$$\begin{aligned} x &= \frac{d \sin(\theta)}{\lambda} = 1 \\ \theta &\approx \frac{\lambda}{d} \end{aligned} \quad (2.8)$$

où  $d$  vaut alors le côté de l'ouverture carrée. Selon les axes des diagonales, la limite de résolution vaut :

$$\theta' \approx \sqrt{2} \frac{\lambda}{d} \quad (2.9)$$

Cette limite de résolution angulaire nous permet de définir une nouvelle unité de mesure pour étudier et analyser les images dans un plan focal image, il s'agit du *resel*<sup>6</sup>. Cette unité de mesure angulaire a pour valeur cette limite. Elle dépend donc de la forme

---

<sup>5</sup>John William Strutt Rayleigh (1842-1919) était un physicien britannique. On lui doit, en plus du critère de séparation portant son nom, de nombreux travaux en acoustique, la diffusion de la lumière par notre atmosphère (diffusion de Rayleigh), sa contribution aux définitions des unités de mesure électrique (l'Ampère, l'Ohm et le Volt), la découverte de l'Argon (ce qui lui valut le prix Nobel de Physique en 1904), et l'étude de la distribution spectrale du rayonnement de corps noir dans les grandes longueurs d'ondes (loi de Rayleigh-Jeans).

<sup>6</sup>Le terme *resel* vient de la contraction de *resolution element*, ou *élément de résolution* en français.

de l'ouverture de l'instrument (circulaire ou carrée), du diamètre ou côté de l'ouverture  $d$ , et de la longueur d'onde étudiée  $\lambda$ . Cette unité de mesure est très pratique pour voir si l'instrument atteint bien la limite de résolution théorique fonction de sa configuration, car des aberrations induites par les optiques (primaire ou intermédiaire) peuvent donner une résolution finale élargie.

Dans le cas d'un réseau de Fresnel, la résolution angulaire est aussi limitée par la diffraction, puisque cette optique n'est pas de dimension infinie. Malgré de nombreuses ouvertures de tailles caractéristiques plus petites, la résolution angulaire dépend uniquement de sa plus grande ouverture (comme une optique classique), soit  $\frac{1.22\lambda}{d}$  pour un réseau de Fresnel circulaire, montré par Myers en 1951 [47], ou  $\frac{\lambda}{d}$  pour un réseau carré.

### L'efficacité

Dans le cas d'une optique classique, comme une lentille ou un miroir parabolique considéré comme parfait (sans défauts de fabrication et de diamètre infini), 100 % de la lumière incidente sur la surface efficace, provenant d'une source à l'infini sur l'axe optique, est renvoyée au point focal image. Dans le cas du réseau de Fresnel, l'optique présentant plusieurs points focaux images, l'énergie incidente sera répartie entre ces différents points, avec des efficacités différentes. On appelle l'efficacité de focalisation à l'ordre  $n$ , le rapport entre l'énergie contenue dans le faisceau d'ordre  $n$  et celle incidente sur la grille.

Tout d'abord, le réseau étant une optique fonctionnant en transmission binaire, une partie est bloquée par les anneaux opaques. En utilisant les formules 2.3 et 2.4, on peut calculer la surface d'un anneau :

$$\begin{aligned} S_k &= \pi (R_{sk}^2 - R_{ik}^2) \\ &= \pi \lambda \left( f + \lambda \left( k + \alpha - \frac{3}{4} \right)^2 \right) \end{aligned}$$

Or  $f \gg \lambda \left( k + \alpha - \frac{3}{4} \right)^2$  d'où :

$$S_k \approx \pi \lambda f \tag{2.10}$$

On remarque que la surface des anneaux est donc constante dans un même réseau<sup>7</sup>. Elle ne dépend que de la longueur d'onde et de la distance focale. Les anneaux représentent donc une surface totale valant :

$$\sum_1^N S_k = \pi N \lambda f \tag{2.11}$$

---

<sup>7</sup>On peut étendre ce même calcul aux zones de Fresnel en général, et on constate que toutes les zones de Fresnel ont la même surface, qu'elles soient opaques ou ajourées.

En injectant la relation 2.2, on trouve :

$$\sum_1^N S_k = \pi N \lambda \frac{d^2}{8N\lambda} = \pi \frac{d^2}{8} \quad (2.12)$$

La surface d'un réseau de Fresnel valant  $\pi \frac{d^2}{4}$ , on en déduit que 50 % de la lumière incidente est bloquée en amont. Et il y donc 50 % qui est transmise dans les différents ordres de diffraction en aval.

Ces 50 % de lumière transmise sont répartis entre les différents ordres, et pour en calculer l'efficacité de chacun, il faut décomposer en série de Fourier la fonction de transmission en notation complexe du réseau de Fresnel. En effet la transmission d'un réseau, supposé de taille infinie et de paramètre  $\alpha = 0$ , est une fonction périodique quand on l'exprime en fonction de  $r^2$  :

$$t(r^2) = \begin{cases} 0 & \text{si } k\lambda f \leq r^2 < \left(k + \frac{1}{2}\right) \lambda f \\ 1 & \text{si } \left(k + \frac{1}{2}\right) \lambda f \leq r^2 < (k + 1)\lambda f \end{cases} \quad (2.13)$$

Sa décomposition en série de Fourier nous donne :

$$t(r^2) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{i\pi \frac{n}{\lambda f} r^2} \text{ avec } c_n = \frac{\sin \frac{\pi n}{2}}{\pi n}, n \in \mathbb{Z} \quad (2.14)$$

Le terme  $e^{i\pi \frac{n}{\lambda f} r^2}$  est la notation complexe d'une onde sphérique monochromatique convergente vers un point situé à une distance  $f/n$  du centre du réseau. La fonction d'onde transmise a donc bien été décomposée en ondes sphériques convergentes vers les différents points focaux sur l'axe optique.

Si on calcule en détail le terme  $c_n$ , on remarque qu'il vaut :

$$c_n = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{si } n = 0 \\ \frac{1}{\pi n} & \text{si } n = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots \\ 0 & \text{si } n \text{ est pair} \end{cases} \quad (2.15)$$

Les coefficients de Fourier de cette fonction nous fournissent l'efficacité que l'on cherchait à exprimer pour les différents ordres de diffraction. En effet en termes d'énergie transmises<sup>8</sup> aux différents ordres, il faut élever ces coefficients au carré puisque l'intensité lumineuse (ou énergie reçue par unité de temps, ou puissance) est proportionnelle au carré du module des fonctions d'onde :

$$E_n = |c_n|^2 E_i \quad (2.16)$$

---

<sup>8</sup>Notons que l'énergie est proportionnelle à l'intensité portée par cette onde.

où  $E_n$  est l'énergie contenue dans l'ordre  $n$  de diffraction et donc transmise au point focal d'ordre  $n$ , et  $E_i$  l'énergie de l'onde incidente.

Tout d'abord concernant l'ordre 0, le terme d'onde sphérique devient unitaire : cela correspond bien à une onde monochromatique plane, soit à l'onde plane incidente non diffractée. Son intensité vaut  $E_0 = \frac{1}{4}E_i$ . Concernant les ordres pairs, nous remarquons que tous les coefficients sont nuls, ce qui nous confirme bien que les ordres pairs de diffraction mènent bien à une convergence destructive des ondes sphériques. Et concernant les ordres impairs, un réseau de taille infinie focalise une énergie  $E_n = \frac{1}{\pi^2 n^2} E_i$  à l'ordre  $n$ .

On peut aisément valider ces expressions en vérifiant la conservation de l'énergie en amont et en aval du réseau :

$$\sum_{n \in \mathbb{Z}} \frac{E_n}{E_i} = \left( \sum_{k \in \mathbb{Z}} \frac{1}{\pi^2 (2k+1)^2} \right) + \frac{1}{4} = 0,5 \quad (2.17)$$

L'énergie est donc bien conservée, puisque nous avons déjà démontré que 50% de la lumière est bloquée par le réseau.

L'ordre de diffraction qui nous intéresse est l'ordre 1, qui est l'ordre convergent au point  $F'$  avec une efficacité maximale de  $\frac{1}{\pi^2} = 10,1\%$ . Il s'agit d'une efficacité théorique d'un réseau de taille infinie, qui est donc inatteignable en pratique, mais cela nous donne une idée de l'efficacité que l'on veut approcher. De plus, cette énergie  $E_1$  n'est pas contenue dans un point mais est répartie dans une tache d'Airy comme nous l'avons vu précédemment, et seule une partie de l'énergie de l'ordre 1 se retrouve dans le lobe central (tout comme pour l'énergie incidente sur une optique classique) : au mieux 83,8% dans le cas d'une ouverture circulaire, ou 81,4% dans le cas d'une ouverture carrée (pour des ouvertures non-apodisées).

En dehors du lobe principal de focalisation à l'ordre 1, qui correspond à l'image idéale que l'on veut obtenir d'une source ponctuelle à l'infini, on retrouve donc les lobes secondaires ainsi que les autres ordres de focalisation mais défocalisés. Une partie de cette thèse vise à trouver des solutions pour limiter ces deux facteurs dans le cas d'une grille de Fresnel (2.1.3), et seront détaillées dans le Chapitre 6.

### **L'influence de la phase au centre**

Comme précisé précédemment, le terme de phase à l'origine  $\alpha$  est un paramètre libre dans la construction d'un réseau de Fresnel. Son pouvoir de résolution et son efficacité à l'ordre 1 n'en sont pas affectés, comme montré par Webb et Al. en 2011 [65]. Le lobe principal de l'image de diffraction n'est pas affecté, tant en amplitude qu'en largeur à mi-hauteur, dans le cas d'un nombre infini d'anneaux, qui est une bonne approximation pour les réseaux de Fresnel que nous développons.

En revanche, cet article montre que cela a une forte influence sur les lobes secondaires. Le choix de la phase à l'origine  $\alpha$  influe sur la hauteur des lobes secondaires, proches ou loins du lobe principal, mais aussi sur la position des minimums locaux. Ce paramètre est donc un moyen efficace d'optimiser les lobes secondaires parasitant la qualité de focalisation pour une utilisation en imagerie.

### 2.1.3 Du réseau à la grille de Fresnel

Le réseau de Fresnel est un système optique assez général pouvant être réalisé de diverses façons, mais la grille de Fresnel est une adaptation particulière de ce réseau qui respecte les conditions suivantes.

#### **Focalisation par le vide**

Habituellement, le réseau de Fresnel est réalisé par impression de zones opaques sur un support matériel, comme une lame à faces parallèles afin d'introduire un déphasage uniforme dans toutes les zones ajourées, et ainsi ne pas modifier le front d'onde. Seulement nous voulons tirer l'avantage de la "focalisation par le vide" dans le projet d'imageur de Fresnel, qui vise à observer dans l'ultraviolet lointain.

Tout d'abord, les matériaux sont d'autant plus absorbants et/ou diffusants que la longueur d'onde est courte, réduisant ainsi la luminosité et/ou la qualité d'image que l'on peut obtenir avec. Comme nous l'avons vu au Chapitre 1, une lame de silice fondue de 10 mm par exemple est très absorbante en dessous de 200 nm, et devient opaque en dessous de 160 nm.

De plus, un support matériel introduira toujours des erreurs de phases car ses deux surfaces (en amont et en aval) ne seront jamais parfaites. Ainsi les irrégularités (à basse ou haute fréquence spatiale), aussi faibles soient-elles, induiront inévitablement de la diffusion. Un vide entre les anneaux assure qu'il n'y ait aucun déphasage induit par un support matériel.

Et enfin un support matériel possède une masse, qui devient non négligeable pour une mission spatiale de l'envergure de la mission nominale (voir 2.3). On perdrait ainsi l'avantage de sa faible masse (voir 2.1.4).

#### **Ouverture carrée**

Le réseau de Fresnel classique a la particularité d'avoir une ouverture circulaire. La tache de diffraction produite est, pour rappel, une tache d'Airy (voir 2.1.2). Cela pro-

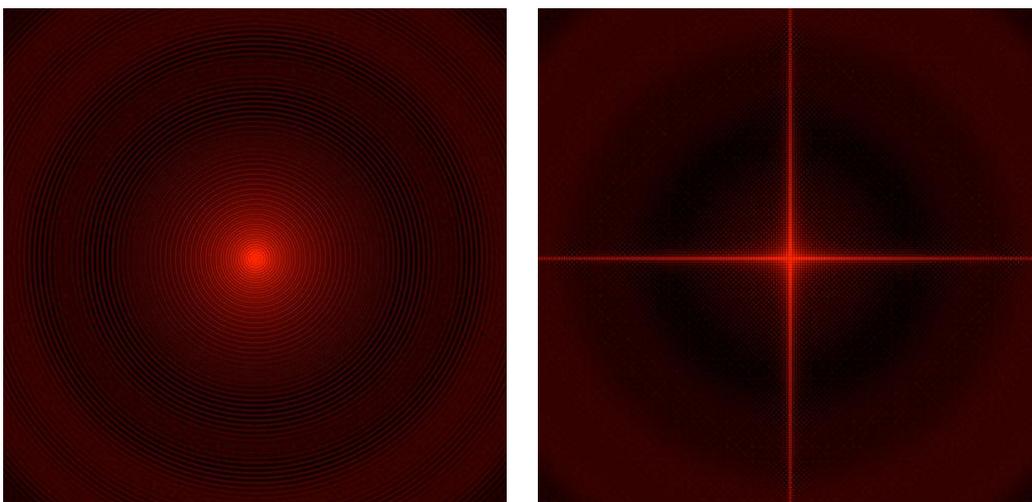


FIGURE 2.7 – Simulations d’images dans le plan focal d’un point à l’infini sur l’axe optique à travers un réseau de Fresnel circulaire à *gauche*, et à travers un réseau de Fresnel carré à *droite*. L’intensité de la lumière est en échelle logarithmique pour mettre en avant les lobes secondaires, que viennent parasiter la qualité de formation des images. En comparant ces deux simulations, on voit déjà apparaître des niveaux de lumière parasite beaucoup plus bas dans le champ proche du lobe principal avec une ouverture carrée (voir Figure 2.8).

voque donc des lobes secondaires circulaires plus faibles autour du lobe principal, et la tache est isotrope dans le plan focal image (voir Figure 2.7 à *gauche*). Pour pouvoir gagner en termes de contraste dans des zones proches du lobe central, il est plus intéressant d’utiliser une ouverture carrée. En effet, une grande partie de l’énergie des lobes secondaires est alors confinée dans deux zones orthogonales, qu’on appelle *aigrettes*. Ces deux zones de surface faible par rapport au plan focal complet, car d’une largeur de 2 resels seulement, deviennent alors inexploitable pour de l’imagerie à haute dynamique. Mais cela permet d’abaisser l’intensité de la lumière parasite dans les quatre zones restantes, plus étendues, appelées *quadrants* (voir Figure 2.7 à *droite*).

Si on compare l’intensité lumineuse de l’image d’une source ponctuelle formée par un réseau de Fresnel à ouverture circulaire (classique) à celle formée par un réseau de Fresnel à ouverture carrée (voir Figure 2.8), celle-ci est plus haute le long des aigrettes, mais plus faible le long de la diagonale des quadrants. De plus, l’intensité décroît bien plus rapidement le long des diagonales des quadrants, par rapport à la tache de diffraction par un réseau de Fresnel classique.

Outre le fait que ce type d’ouverture devient très intéressant pour observer certains objets astrophysiques comme les systèmes exoplanétaires (voir 2.1.4), elle permet aussi d’atteindre une résolution de  $\frac{\lambda}{d}$  dans les directions orthogonales aux bords, au lieu de  $\frac{1.22\lambda}{d}$  avec une ouverture circulaire de diamètre  $d$  égal au côté du carré. De plus, elle possède une plus grande surface collectrice, pour plus de photons incidents sur les détecteurs en

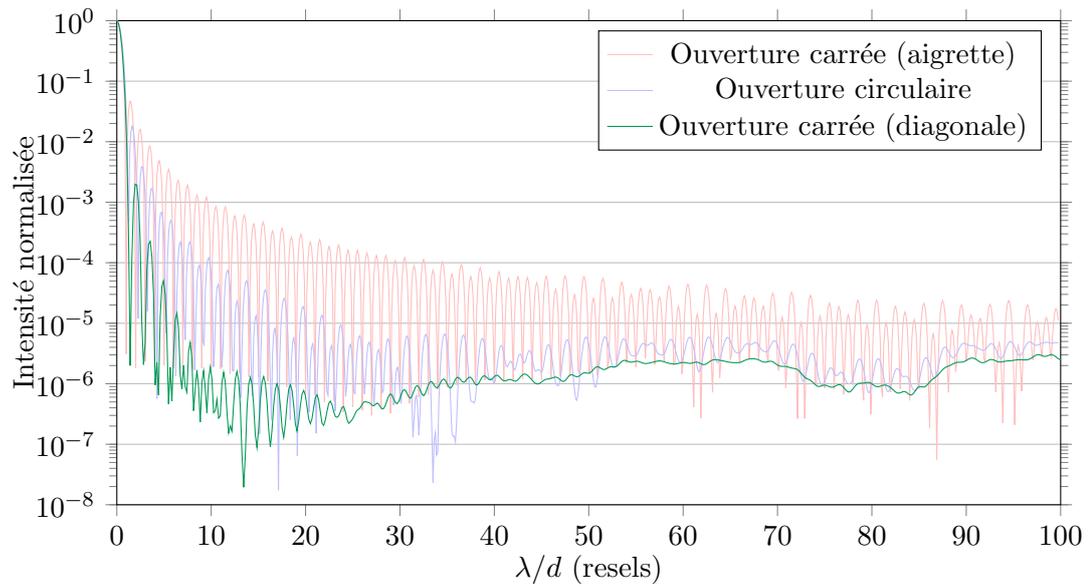


FIGURE 2.8 – Représentation graphique de différentes coupes radiales d’images formées par un réseau de Fresnel circulaire et un réseau de Fresnel carré (Figure 2.7) suivant différents axes. Elle représente l’intensité lumineuse normalisée (en échelle logarithmique) en fonction de la distance au centre du motif de diffraction (en resels). En *rouge* est représentée l’image formée par un réseau de Fresnel de forme carrée selon l’axe horizontal des aigrettes, en *bleu* est représentée l’image formée par un réseau de Fresnel de forme circulaire, et en *vert* est représentée l’image formée par un réseau de Fresnel de forme carrée selon la diagonale d’un quadrant.

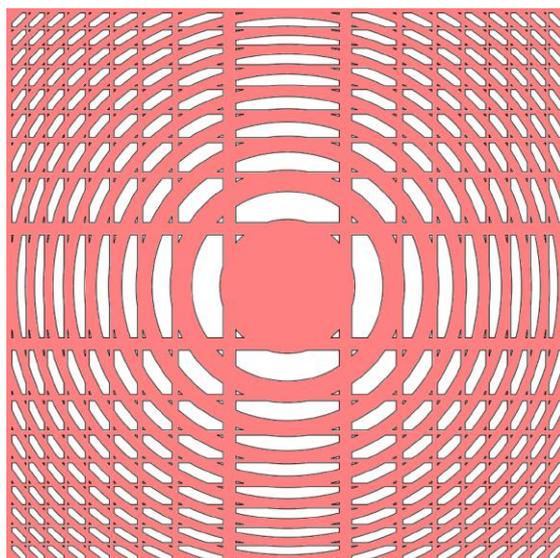


FIGURE 2.9 – Un des premiers modèles de *grille de Fresnel* élaborée par Laurent Koechlin, Paul Deba et Denis Serre. Sa géométrie résulte de l'intersection entre les anneaux du réseau de Fresnel et le système de barreaux orthogonaux qui maintiennent la structure (en rouge).

fin de la chaîne optique.

### Barreaux de maintien

Sans support matériel, les anneaux du réseau de Fresnel ne peuvent donc pas garder leurs positions respectives sans le support d'un autre système de maintien. La solution la plus évidente est un système de barreaux transversaux. Ils ne doivent pas être placés de manière aléatoire dans l'ouverture, mais de manière optimisée. En effet, selon leurs positions et leurs épaisseurs, ils auront forcément un impact sur l'onde diffractée donc sur la qualité de l'image finale, en particulier sur la dynamique.

Le choix de barreaux orthogonaux n'est pas anodin, car des barreaux dans des directions différentes risqueraient de diffracter de la lumière parasite dans les quadrants. Dans ce modèle, les barreaux diffractent principalement dans les aigrettes, mais pas seulement. L'optimisation des barreaux est alors nécessaire, car il faut que leur présence dégrade le moins possible la qualité de l'image. Mais cela est délicat car ils doivent aussi assurer la stabilité des anneaux entre eux ainsi que la résistance mécanique de la grille dans son ensemble. Cette étude sera détaillée dans le Chapitre 6.

Ce motif de barreaux orthogonaux qui vient s'ajouter aux anneaux laisse penser à une grille, d'où le nom de *grilles de Fresnel* donné par Koechlin et al. [38] pour désigner un réseau de Fresnel modifié permettant de "focaliser par le vide" (voir Figure 2.9).

### 2.1.4 Avantages pour l'astronomie

Certaines des différentes propriétés des réseaux de Fresnel exposées précédemment présentent de potentiels avantages pour l'astronomie, en particulier dans le cadre d'une mission spatiale à grande envergure comme la mission nominale Fresnel Diffractive Array Imager (voir 2.3). On peut les résumer en cinq points listés ci-après.

#### Faible masse

Comme nous l'avons vu, un télescope est d'autant plus performant en termes de résolution qu'il possède une large optique primaire, car celle-ci fixe la taille angulaire minimale de la tache de diffraction qu'elle fournit. Or tous les télescopes actuels, terrestres ou spatiaux, disposent de miroirs concaves comme optique primaire, qui ont l'inconvénient d'être de grande masse.

Un miroir utilisé en astronomie doit posséder une certaine rigidité pour éviter les déformations et donc les aberrations dans l'image. Pour cela, les surfaces concaves doivent être polies dans des blocs de matériaux denses et assez épais pour être indéformables à la précision requise (de l'ordre de quelques nanomètres pour l'imagerie UV à haut contraste). La taille et la masse en conséquence inévitables de ces larges miroirs présentent des inconvénients :

- Dans le cas des télescopes terrestres, la taille des miroirs est limitée actuellement pour des raisons technologiques. Les techniques de polissage classiques appliquées aux miroirs deviennent très difficiles à mettre en œuvre sur de si grandes surfaces, en termes de précision par rapport à la surface théorique. De plus, la masse des miroirs des plus grands observatoires devient si conséquente que leur déformation sous leur propre poids devient très complexe à corriger en fonction de leur inclinaison par des moyens passifs (leviers astatiques). C'est pour ces deux raisons qu'au delà d'un certain diamètre, les astronomes privilégient dans un premier temps des miroirs déformables actifs, comme dans le cas du VLT (Very Large Telescope), permettant un contrôle précis de la surface en fonction des contraintes de déformation et d'angle de pointage, ou bien des miroirs segmentés pour s'affranchir de contraintes de fabrication, comme dans le cas de l'ELT (Extremely Large Telescope), du GTC (Gran Telescopio Canarias) ou des télescopes Keck, qui nécessitent aussi un contrôle actif de leurs positions respectives.
- Dans le cas des télescopes spatiaux, leurs tailles et leurs masses sont essentiellement limitées par le volume sous coiffe et la masse maximum de charge utile des lanceurs actuels. Le lanceur le plus performant encore en service en termes de masse est Ariane 5, avec 20 tonnes acheminables en orbite basse et seulement 6,6 tonnes en orbite de transfert vers le point de Lagrange L2 [5].

À terme, le projet Fresnel Diffractive Array Telescope (FDAI) a pour but d'envoyer un télescope spatial possédant une grande ouverture. Pour exemple, le HST (Hubble Space Telescope) possède un miroir de 2,4 m de diamètre, pour une masse de 818 kg<sup>9</sup> [1]. Une grille de Fresnel destinée à être envoyée dans l'espace pourra être constituée d'une membrane souple possédant une masse maximum de 1 kg/m<sup>2</sup> selon Hinglais [31], soit 4,5 kg pour une ouverture de même diamètre pouvant atteindre la même résolution angulaire. Une grille carrée de 10 m de côté pèserait ainsi 100 kg, et une grille de 30 m pèserait 900 kg au maximum. En termes de masse donc, de tels projets sont envisageables. En termes de taille, cette grille ne pourrait être contenue sous la coiffe des lanceurs actuels. Mais la membrane étant souple, il est possible de replier la grille sur elle-même afin qu'elle soit déployée dans l'espace, à l'aide d'une structure du même type que le projet Astromesh développé par Astro Aerospace Corporation [62], qui permet de déployer un réflecteur paraboloidal d'antenne dans l'espace.

### Haute résolution

Avec un réseau de Fresnel, il y a conservation de la limite de résolution angulaire comme nous l'avons vu précédemment. Dans le cas d'une optique carrée, un resel selon les axes orthogonaux équivaut à :

$$1 \text{ resel} = \frac{\lambda}{D} \quad (2.18)$$

Mais l'ouverture primaire pouvant être bien plus grande que les miroirs classiques, de par leur faible masse, le gain en résolution angulaire sera d'autant plus important.

Une mission possédant une ouverture de 30 m de diamètre serait ainsi limitée par la diffraction à une résolution de 0,836 mas pour une longueur d'onde  $\lambda = 121,6 \text{ nm}$  (1,50 mas pour une ouverture de 6 m). Pour éléments de comparaison, la résolution du HST est de l'ordre de 200 mas dans le visible, et celle du WSO-UV est de 100 mas à 115 nm.

### Domaine spectral d'application

Le domaine spectral d'application pour un télescope spatial utilisant une grille de Fresnel comme optique primaire est très large. Il est limité aux plus courtes longueurs d'onde par la distance focale qui est inversement proportionnelle à la longueur d'onde, par la réflectivité des optiques secondaires, mais surtout par la transparence du matériau utilisé en guise de grille. Et pour les plus grandes longueurs d'onde, il est limité par le rayonnement thermique de ce matériau qui peut être refroidi passivement entre 50 K et 100 K en fonction de la protection solaire choisie. Cela revient globalement à un domaine

---

<sup>9</sup>Sa masse a pu être allégée grâce à une structure interne en nid d'abeilles. Un miroir de taille équivalente sans cette technique pèserait 3636 kg.

spectral allant de l'ultraviolet (80 nm pour une épaisseur de dépôt métallique de  $2\ \mu\text{m}$  [32]) à l'infrarouge ( $10\ \mu\text{m}$  pour 50 K,  $25\ \mu\text{m}$  pour 100 K) [31].

Il s'agit donc là du domaine d'application possible, et ce qui nous intéresse aujourd'hui est le domaine ultraviolet. Cependant pour un instrument donné, la bande spectrale sera plus étroite. Cela sera discuté dans au paragraphe 2.1.5, Chromatisme.

### Tolérance à l'usinage et au positionnement

La grille de Fresnel est tolérante en termes d'usinage, c'est à dire dans la qualité de découpe au laser du matériau choisi. Sachant que l'anneau ajouré le plus fin à découper est l'anneau le plus externe, c'est aussi l'anneau le plus sensible à des défauts de découpe. Pour information, il est en coin de grille dans le cas d'une grille carrée et a une largeur valant  $\Delta r = \frac{\sqrt{2}D}{32N}$ . Par exemple, si on s'impose une tolérance de découpe autorisant une erreur maximale de  $\lambda/4$  sur la qualité du front d'onde diffracté, cela correspond à un défaut de découpe valant  $\frac{\sqrt{2}D}{64N}$ . Dans la configuration d'une grille de  $D = 6\ \text{m}$  de large possédant  $N = 600$  anneaux, cela revient à un défaut  $0,22\ \text{mm}$  toléré. Pour comparaison, même si les techniques d'usinage ne sont pas les mêmes, le polissage d'un miroir exige une précision de  $15\ \text{nm}$  (dans une direction orthogonale à la surface) pour une observation en Lyman- $\alpha$  avec une même tolérance.

La grille de Fresnel est aussi tolérante en termes de positionnement. D'après Koechlin et al. [38], la variation de chemin optique entre un point de la grille et le foyer à l'ordre 1 varie linéairement en fonction de  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  (déplacement dans le plan de la grille) et de  $\Delta z$  (déplacement orthogonal à la grille) selon l'expression suivante :

$$\Delta L = \Delta x \frac{x}{2f} + \Delta y \frac{y}{2f} + \Delta z \frac{x^2 + y^2}{4f^2} \quad (2.19)$$

Toujours en vue d'une mission nominale avec une grille de diamètre  $D = 6\ \text{m}$  avec une distance focale de  $2\ \text{km}$ , les coefficients de variations de  $\Delta x$  et  $\Delta z$  valent respectivement  $10^{-3}$  et  $10^{-6}$  en bord de grille. Pour comparaison, le coefficient de variations de  $\Delta z$  dans le cas d'un miroir vaut 2, et dans le cas d'une lentille vaut  $n - 1$  où  $n$  est l'indice de réfraction du matériau la composant.

### Haute dynamique

Les réseaux de Fresnel ont la propriété de fournir une bonne dynamique en termes d'imagerie, c'est à dire que la lumière parasite qui vient polluer l'image d'un point dans le plan focal (cf. 2.7), en particulier dans les quadrants dans le cas d'une grille carrée, est de faible intensité. Cette capacité est d'une grande importance pour fournir des images de qualité : dans le cas d'observations d'objets ponctuels cela permettra de

pouvoir de détecter des sources de faible intensité proches de sources très lumineuses (*e.g.* imagerie directe d'exoplanètes), et dans le cas d'observations d'objets étendus cela permettra d'obtenir des images nettes sans étalement de lumière sur les pixels voisins (*e.g.* observation de surfaces planétaires ou cartographie de régions riches en gaz proche de jeunes étoiles).

Selon Koechlin et al. [38], une étude utilisant des simulations de PSF à travers un ancien modèle de grille de Fresnel à nombre fini d'anneaux nous montre que la dynamique fournie croît avec le nombre d'anneaux, s'approchant ainsi au mieux du modèle théorique avec un nombre d'anneaux infini.

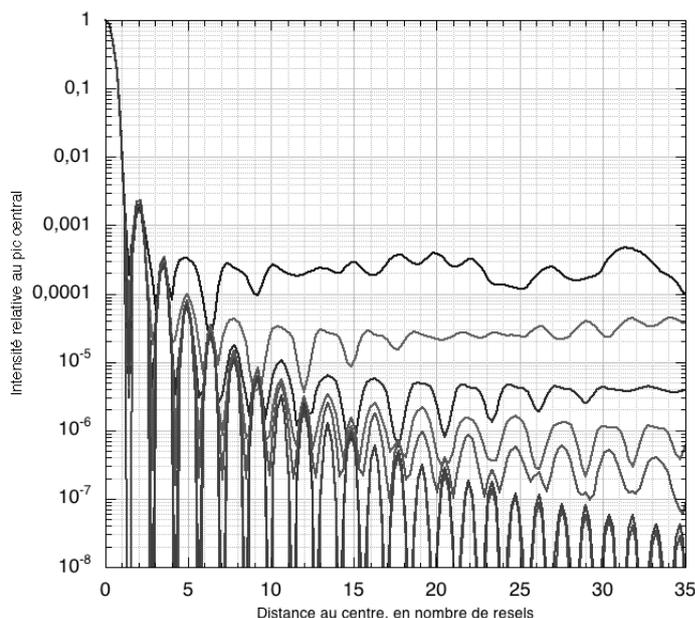


FIGURE 2.10 – Résultat de simulations de PSF normalisées produites sur un ancien modèle de grille de Fresnel carrée avec un nombre d'anneaux croissants : 20, 60, 150, 300, 600 et 6000 zones, de haut en bas, comparées à une optique classique de même ouverture (la plus basse). L'axe des abscisses est exprimé en resels, et l'axe des ordonnées en intensité normalisée. Crédit : Denis Serre.

La Figure 2.10 nous le confirme : alors qu'une grille à 20 anneaux limite la dynamique à  $5 \times 10^3$  dans tout le champ, une grille à 600 anneaux nous permet d'avoir une dynamique supérieure à  $10^5$  au delà de 8 resels. Nous remarquons que la hauteur du premier lobe secondaire à 2 resels du centre, valant  $1/500$  de l'intensité maximale du lobe central, ne varie pas en fonction du nombre d'anneaux. Le haut contraste peut donc être amélioré avec le nombre d'anneaux, mais seulement dans le champ lointain du lobe central, et une limite semble se dessiner pour le cas d'un nombre d'anneaux infinis. Une méthode permet cependant de pouvoir abaisser ces premiers lobes secondaires, et il s'agit de l'apodisation. De telles méthodes ont déjà été développées pour d'anciens modèles de grilles composées uniquement d'ouvertures rectangles (voir la thèse de Denis Serre [57]),

mais ne sont pas adaptées aux nouveaux modèles utilisant des anneaux. Cette méthode sera détaillée et testée dans le Chapitre 6.

De plus, du point de vue de l'usinage, le nombre d'anneaux maximum par grille de Fresnel est limité par la précision de découpe du laser utilisé pour sa fabrication. En effet, le faisceau laser focalisé sur sa cible possède un diamètre minimum (le *waist* ou *hanche* en français), et il est impossible de graver des anneaux d'épaisseur inférieure à ce diamètre. Une solution possible sera aussi proposée dans le Chapitre 6.

### 2.1.5 Désavantages et solutions

#### Longue distance focale

Pour rappel, la distance focale d'une grille de Fresnel ne dépend que de trois paramètres :

- $D$  : le diamètre de la grille si elle est circulaire, ou bien son côté dans le cas d'une grille carrée ;
- $N$  : le nombre d'anneaux correspondant au nombre de zones de Fresnel entières couvrant la grille (du centre au bord) ;
- $\lambda$  : la longueur d'onde étudiée.

Elle peut être approximée par la formule suivante, dans le cas où  $N\lambda \ll 2f$  :

$$f \approx \frac{D^2}{8N\lambda} \quad (2.20)$$

Si nous prenons l'exemple d'un télescope spatial avec une grille de Fresnel de  $D = 6$  m de diamètre pour une grande surface collectrice, un nombre d'anneaux  $N = 6000$ , pour une observation dans une bande UV centrée sur la raie Lyman- $\alpha$   $\lambda = 121,6$  nm, cela revient alors à un télescope de focale valant  $f \approx 6,2$  km. Un tel instrument en un seul module devient alors inconcevable. On pourrait alors penser à augmenter le nombre d'anneaux, mais comme précisé précédemment, il est limité par la taille minimum de découpe autorisée. La largeur de l'anneau ajouré le plus fin (en coin de grille) est donnée par  $\Delta r = \frac{\sqrt{2}D}{32N}$ , soit  $44 \mu\text{m}$  pour une grille carrée de côté  $d = 6$  m et  $N = 6000$  anneaux. On pourrait probablement atteindre 30000 anneaux pour la grille primaire avec la technologie de découpe laser actuelle, mais on sera limité par la finesse des anneaux à graver sur l'optique de correction chromatique, en fonction de la taille maximale qu'on pourra lui donner dans le module récepteur.

Une telle mission serait alors envisageable uniquement en utilisant les avancées des dernières années sur le vol en formation des satellites. Ce projet a déjà été étudié et sera détaillé dans la section 2.3.

### Faible efficacité lumineuse

Comme nous l'avons vu précédemment, l'efficacité de transmission, entre l'énergie focalisée au point focal d'ordre 1 par rapport à celle incidente sur une grille de taille infinie, est seulement de :

$$\frac{E_1}{E_i} = \frac{1}{\pi^2} = 10,14 \% \quad (2.21)$$

alors que l'efficacité en transmission d'un miroir concave parfait de diamètre infini au point focal est théoriquement de 100 %.

Mais dans le cadre d'une mission spatiale pour avoir la même exposition aux photons qu'un télescope possédant un miroir sphérique, il suffit d'augmenter sa surface d'un facteur  $\frac{E_i}{E_1} = \pi^2$ , soit un diamètre  $\pi$  fois plus grand pour une grille circulaire. Ainsi en considérant que le miroir du WSO-UV mesurant 1,70 m de diamètre est efficace à 100 %, il suffirait d'une grille de 5,34 m. Cette dernière étant très légère, il n'y a pas de contrainte de masse. Une plus grande grille permettrait donc de compenser ce défaut d'efficacité, mais aussi d'améliorer sa limite de résolution, et de permettre d'ajouter plus d'anneaux pour une meilleure dynamique. C'est pourquoi ce concept de télescope vise une mission nominale de très grande ouverture.

À noter que l'on pourrait aussi augmenter le temps d'exposition pour compenser cette perte, ce qui est faisable dans le cadre de tests au sol. Mais pour une mission nominale spatiale à durée de vie limitée, cela réduira le nombre de champs couverts, rendant ainsi ce télescope moins compétitif.

### Chromatisme

Un phénomène propre au réseau de Fresnel ajoute une contrainte à son utilisation pour l'astronomie. En effet, nous n'observons jamais le ciel à une longueur d'onde donnée, mais plutôt dans une bande spectrale assez large, principalement pour collecter suffisamment de lumière afin de réduire le bruit de photons, mais aussi pour capter une raie donnée qui aurait été décalée ou étalée par divers phénomènes (effet Doppler-Fizeau, effet Zeeman), ou bien pour détecter un ensemble de raies afin de constituer le spectre d'un objet astrophysique, ou mieux, d'en faire une image multispectrale  $(x, y, \lambda)$ . Seulement, nous avons vu précédemment que la distance focale d'un réseau de Fresnel dépend de la longueur d'onde observée (inversement proportionnelle) : on dit que le système est chromatique. Ainsi un détecteur situé dans le plan focal associé à une longueur d'onde observera les longueurs d'onde voisines non focalisées dans ce même plan. Un tel système nuirait donc fortement à la qualité d'image obtenue pour une bande spectrale donnée.

En 2007, Denis Serre [57] quantifie la bande passante d'une grille de Fresnel utilisée seule comme système imageur, en considérant que l'image est correcte tant que les

longueurs défocalisées restent contenues dans un faisceau n'excédant pas la tache d'Airy fournie par la longueur d'onde centrale. La bande passante d'une grille de Fresnel  $\Delta\lambda$  peut alors s'exprimer en fonction de la longueur d'onde centrale  $\lambda$  par :

$$\Delta\lambda = \frac{1}{4N}\lambda \quad (2.22)$$

La bande passante est donc très étroite puisque pour une grille à 600 anneaux, elle est de l'ordre du millième de la longueur d'onde voulue.

Cependant il existe une solution permettant d'achromatiser le système. Elle a d'abord été proposée par Schupmann en 1899 [55]. Dans cet article est démontré qu'une aberration (chromatique ou autre défaut de phase quel qu'il soit) induite par l'optique primaire d'un télescope, peut être corrigée par une optique adaptée située dans un plan pupille. Puis en 1989, Faklis et Morris [22] démontrent que l'aberration chromatique produite par une optique primaire peut être corrigée par une optique conjuguée, de plus petite taille, et de dispersion chromatique inversée dans un plan pupille. C'est ce système de correction chromatique qui va guider l'architecture globale de l'imageur de Fresnel, et que je vais maintenant détailler.

## 2.2 Le système complet FDAI (Fresnel Diffractive Array Imager)

### 2.2.1 La correction du chromatisme

En astronomie, il est nécessaire de disposer d'instruments achromatiques puisque l'observation dans une large gamme de longueur d'onde (sans filtres) permet de collecter plus de photons en termes de luminosité, mais surtout d'avoir plus d'informations sur les sources astrophysiques. Elles émettent en général, en plus des raies caractéristiques dues à des transitions énergétiques au niveau atomique, un spectre continu dû à divers phénomènes (diffusion, magnétisme, rotation et chauffage entre autres).

Dans le cas d'un télescope à optique primaire diffractive, la correction du chromatisme a été étudiée à plusieurs reprises ([33], [20]), je n'en referai donc pas la démonstration ici. Mais en résumé, les résultats nous montrent qu'il est alors nécessaire d'introduire une optique intermédiaire, que nous appellerons *optique de champ*<sup>10</sup>, afin d'imager l'optique primaire dans un plan, appelé *plan pupille*. A l'aide du schéma de la Figure 2.11, on peut en comprendre le fonctionnement plus facilement. La lumière d'une source non-monochromatique illuminant l'ouverture primaire diffractive, se voit dispersée selon la

---

<sup>10</sup>Initialement, cette optique a pour rôle d'imager la pupille d'entrée afin d'y placer un correcteur chromatique, mais étant la seconde après l'ouverture, c'est elle qui va conditionner le champ visible. Son diamètre étant limité, il fera office de diaphragme de champ.

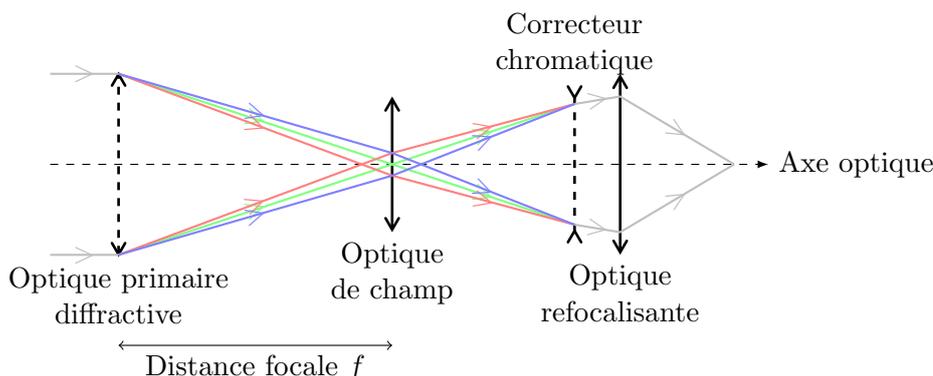


FIGURE 2.11 – Schéma du principe d'achromatisation de l'imageur de Fresnel. Les faisceaux non-monochromatiques sont dispersés par l'optique primaire diffractive, puis sont ré-imagés dans un plan pupille grâce à l'optique de champ, où est introduite une optique à dispersion inversée afin d'achromatiser les faisceaux. Attention, ce schéma n'est pas à l'échelle, en réalité l'optique primaire est bien plus grande, et le correcteur chromatique bien plus petit. Crédit : Paul Deba.

longueur d'onde. Mais l'optique de champ permet de regrouper les faisceaux dispersés dans le plan pupille, là où ils vont subir une dispersion inverse grâce l'optique correctrice. Ainsi les différents faisceaux sont regroupés physiquement et spectralement. C'est cette association d'optique qui permet de créer un faisceau unique achromatique en sortie.

Toujours d'après la Figure 2.11, nous remarquons qu'à partir d'une certaine longueur d'onde extrême (autant vers les courtes que vers les longues) le faisceau associé sera diaphragmé par l'optique de champ, ce qui induit une perte de luminosité et une dégradation de la PSF, causées par ce qu'on appelle le *vignettage*. Nous avons donc tout intérêt à placer cette optique de champ dans le plan focal de la longueur d'onde centrale à la bande passante, que j'appellerai aussi la *longueur d'onde de travail*.

Le correcteur chromatique, placé dans le plan pupille en aval du miroir de champ, est donc une pièce optique diffractive de dispersion inverse à l'optique primaire, c'est à dire qui aura une focale qui dépend de la longueur d'onde selon la loi :

$$f \approx -\frac{D^2}{8N\lambda} \quad (2.23)$$

ce qui correspond à un réseau de Fresnel fonctionnant à l'ordre  $-1$  de diffraction. C'est la conclusion faite par Faklis & Morris en 1989 [22]. Seulement l'utilisation d'un réseau de Fresnel en transmission comme une grille de Fresnel en guise de correcteur chromatique implique deux défauts à prendre en considération :

- Tout d'abord la faible efficacité. Comme nous l'avons vu, théoriquement elle ne peut dépasser les 10,1%. Un système comprenant deux optiques de ce genre ne peut donc pas dépasser un rendement total de 1,02%, ce qui le rendrait vraiment inexploitable en astronomie.

- Le correcteur chromatique est de petite taille par rapport à la grille primaire, dont le nombre d'anneaux limité par la technique d'usinage (découpe laser par exemple) a déjà été poussé au maximum pour une meilleure dynamique. Il est donc impossible de découper des anneaux encore plus fins pour le correcteur chromatique.

La solution est donc d'utiliser un réseau de Fresnel blazé, proche de la lentille de Fresnel, dont le rendement est d'un ordre compris entre 80 et 90 % en fonction de la qualité d'usinage et de la bande passante choisie. Il peut fonctionner en transmission comme développé et réalisé par Koechlin & Serre en 2007 [57] (lentille de Fresnel blazée), ou bien par réflexion comme imaginé par Koechlin & al. en 2014 [40] (miroir de Fresnel blazé) mais qui n'avait encore jamais été réalisé. Ce correcteur chromatique sera plus détaillé dans le Chapitre 4 puisqu'une étude entière a été réalisée afin de concevoir un correcteur adapté à l'UV.

### 2.2.2 La bande passante

On peut retrouver aisément par géométrie la bande passante autorisée par le diamètre de l'optique de champ, pour une source située sur l'axe optique, qui vaut alors :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{2} \frac{D_{oc}}{D} \quad (2.24)$$

où  $D_{oc}$  est le diamètre de l'optique de champ et  $D$  le diamètre de l'optique primaire. Il s'agit de l'expression de la bande passante qui n'a pas subi de vignettage, c'est-à-dire où l'éclairement est total. Le diamètre de l'optique de champ peut être choisi aussi large que l'on souhaite, mais n'étant pas ultra-légère comme la grille de Fresnel, dans le cadre d'une mission nominale elle sera tout de même limitée en taille. Si on considère une optique de champ plus petite d'un facteur 10, nous atteignons tout de même une bande passante de largeur de l'ordre du septième de la longueur d'onde de travail. Pour rappel, sans correction chromatique, nous avons une bande passante de l'ordre du millième.

Cependant en astronomie, nous n'observons pas seulement un point, mais un champ complet. Par conséquent, il est intéressant de regarder comment évolue la bande passante pour des angles d'incidence plus importants. Elle devrait normalement diminuer pour des angles plus importants, les faisceaux dispersés avant achromatisation étant diaphragmés par l'optique de champ. Selon Koechlin et al. (2009) [37] (étude réalisée par Christelle Peillon), elle est de la forme présentée dans la Figure 2.12. On a un plateau de plein éclairement de la largeur donnée par l'équation 2.24 pour un angle d'incidence nul, et il s'amincit en s'éloignant du centre du champ. Les sources de longueurs d'onde extrémales se voit donc vignettées comme attendu. L'étendue du champ en plein éclairement selon l'angle d'incidence est maximale pour la longueur d'onde de travail, puis chute immédiatement à un éclairement nul au delà, preuve que l'optique de champ est bien dans le plan focal de la longueur d'onde de travail pour un champ maximal à cette longueur d'onde.

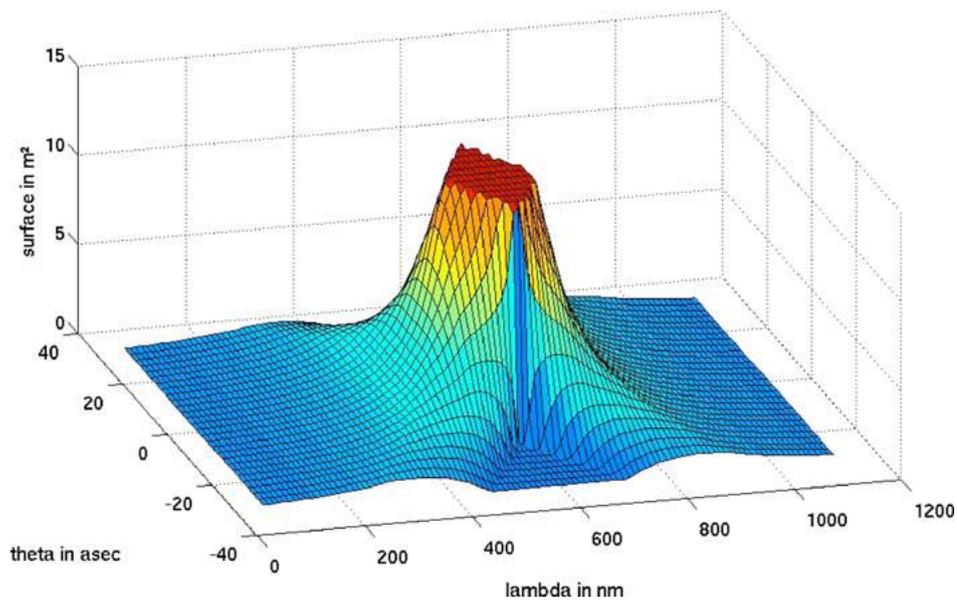


FIGURE 2.12 – Représentation graphique de la bande passante dans un système d’imageur de Fresnel achromatisé. Elle représente la surface collectrice effective (et donc l’éclairement) en fonction de la longueur d’onde et de l’angle d’incidence des faisceaux. Le plateau maximum représente la zone de plein éclairage, qui décroît plus ou moins lentement à cause du vignettage. Ici cette simulation a été réalisée pour une grille de surface de  $10 \text{ m}^2$ , travaillant à une longueur d’onde de  $600 \text{ nm}$ , et d’une optique de champ 10 fois plus petite que l’optique primaire. Crédit : Christelle Peillon.

### 2.2.3 Architecture générale de l'instrument

L'imageur de Fresnel est donc un instrument optique, dont l'optique primaire est une grille de Fresnel et les autres optiques servent à l'achromatisation de cette grille. Selon la propagation de la lumière dans l'instrument, les optiques seront donc toujours dans cet ordre : grille de Fresnel, optique de champ, correcteur chromatique. D'après la Figure 2.11, on remarque tout de même que les faisceaux émergents du correcteur chromatique sont divergents, ce qui est dû à son fonctionnement à l'ordre  $-1$ , c'est pourquoi il est nécessaire d'ajouter une optique refocalisante en aval afin de former une image finale réelle dans un plan, où pourra être placé un détecteur matriciel afin d'obtenir une image numérique.

A partir de ce schéma général, on est libre d'imaginer plusieurs variantes permettant d'améliorer le pouvoir de contraste (design de la grille, ou masque d'ordre 0), d'optimiser pour l'UV (travail en réflexion). Ces améliorations seront décrites dans les Chapitres 6 et 3. Il est même possible de fusionner le correcteur chromatique et l'optique refocalisante comme nous le verrons dans le Chapitre 4.

## 2.3 Proposition de mission nominale

### 2.3.1 Proposition de mission à l'ESA en 2010

En 2010, après plusieurs études théoriques et expérimentales menées à l'IRAP sur le concept d'imageur de Fresnel, une proposition de mission a été réalisée, fruit d'une collaboration entre l'IRAP et le CNES, et dont le principal investigateur était Laurent Koechlin. Ses objectifs étaient d'apporter des éléments de réponses à trois thèmes du *Cosmic Vision*, nom donné au programme spatial scientifique de l'ESA (*European Space Agency*) pour la décennie 2015 – 2025. Les 3 thèmes étant :

- Quelles sont les conditions de formation d'une planète et d'émergence de la vie ?
- Comment le système solaire fonctionne-t-il ?
- Comment est apparu l'Univers actuel et de quoi est-il fait ?

Pour cela, la mission proposait de l'imagerie et de la spectroscopie dans le domaine ultraviolet, avec une résolution angulaire de l'ordre de 10 mas (allant jusqu'à 7 mas pour  $\lambda = 121,6 \text{ nm}$ ), et un très fort pouvoir de contraste.

### 2.3.2 Description générale

Pour atteindre ces objectifs, l'imageur de Fresnel a été imaginé avec une grille de Fresnel d'un diamètre valant  $D = 4$  m avec un nombre d'anneaux  $N = 750$ . D'après des simulations numériques, une telle grille permettrait d'atteindre une dynamique de l'ordre de  $10^8$ . Pour de l'imagerie dans deux bandes spectrales distinctes centrées sur  $\lambda_1 = 133$  nm (117 – 148 nm) et  $\lambda_2 = 170$  nm (150 – 190 nm), cela implique des distances focales respectives de  $f_1 = 20,1$  km et  $f_2 = 15,7$  km.

L'optique de champ devant être dans le plan focal, un instrument d'une telle taille serait inconcevable. C'est pourquoi la mission consisterait en deux modules spatiaux distincts : un premier embarquant la grille de Fresnel, appelé *module de grille de Fresnel*, et un second embarquant l'optique de champ, le correcteur chromatique, l'optique refocalisante, ainsi que les différentes voies optiques (imagerie et spectroscopie) menant aux divers détecteurs, appelé *module récepteur*. Une telle mission nécessiterait donc un vol en formation des 2 modules, tel qu'il est représenté sur la vue d'artiste Figure 2.13.

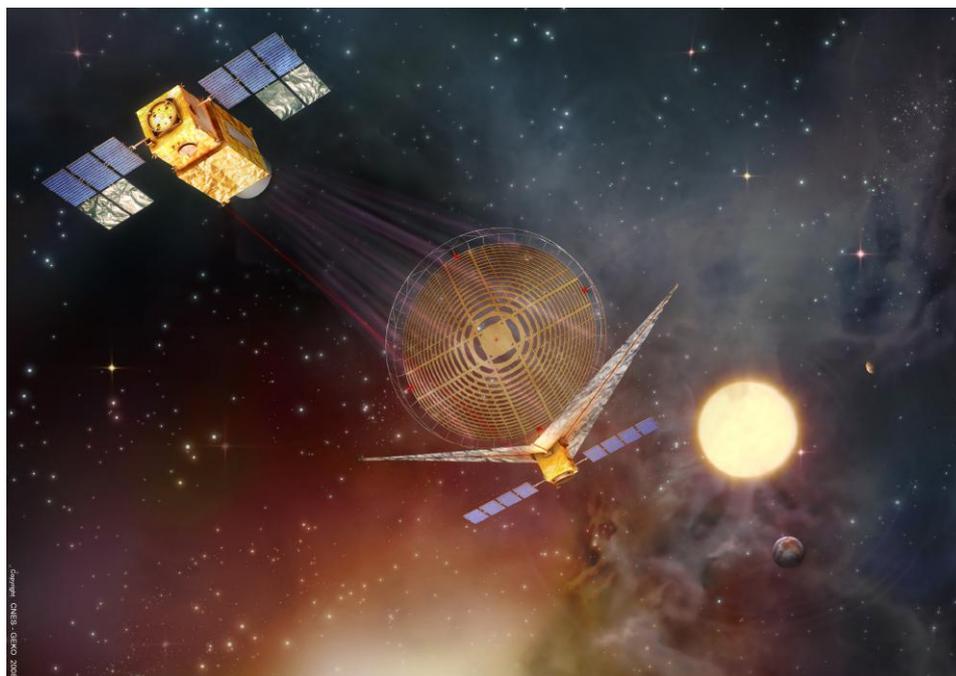


FIGURE 2.13 – Vue d'artiste de la mission nominale du projet FDAI, qui permettrait d'imager un système exo-planétaire à très haute résolution angulaire et à très haut contraste. Le module de grille de Fresnel est situé en bas, et le module récepteur en haut de l'image. Crédits : CNES/GEKO.

Une telle configuration permettrait de couvrir des champs de  $1000$  resels  $\times$   $1000$  resels, soit des champs de largeur de  $6,9''$  de côté pour la bande centrée sur  $\lambda_1 = 133$  nm et de  $8,9''$  de côté pour  $\lambda_2 = 170$  nm. Le spectrographe lui pourrait analyser le continuum

Lyman- $\alpha$  (150 – 190 nm) avec une résolution spectrale de  $\lambda/\Delta\lambda = 4000$  par exemple, ou plus si le budget le permettait.

Ces deux modules tiennent dans la coiffe d'un lanceur Soyouz, dans le cas où la grille de Fresnel serait pliée, afin d'être déployée dans l'espace à l'aide d'une armature adaptée. Dans le cas d'une grille non-pliée, le diamètre maximum autorisé aurait été de  $D = 3,1$  m. Une fois mis en service, les deux modules devant être dans l'alignement des cibles astrophysiques désirées, il faut prendre en compte le coût en ergol pour changer de cible. En effet, chaque nouveau pointage nécessite une accélération puis une décélération de la part d'au moins l'un des deux modules. On ne peut donc pas utiliser simplement des actionneurs inertiels car l'instrument est formé de deux modules non reliés entre eux. De plus, la mission devra être placée dans une zone où le gradient de gravité serait le plus faible possible, car maintenir un vol en formation des deux modules dans un fort gradient de gravité a aussi un coût en ergol. C'est pourquoi une mise en station autour d'un point de Lagrange L1 ou L2 du système Terre-Soleil est nécessaire<sup>11</sup>. Pour éviter de subir les radiations solaires et limiter le bruit parasite lors de la réception des transmissions radio vers la Terre, le point L2<sup>12</sup> est plus adéquat que le point L1 pour ce genre de mission. Ainsi les deux modules pourront être lancés en un seul lanceur depuis Kourou afin de rejoindre une orbite de transfert vers le point L2.

### 2.3.3 Résultats de la proposition à l'ESA

Bien que le projet n'ait pas été retenu, à cause d'un *Technological Readiness Level*<sup>13</sup> (TRL) pas assez élevé, il est nécessaire de bien comprendre la configuration générale de la mission nominale afin de se rendre compte de l'envergure d'une telle mission et des contraintes qui y sont associées, mais surtout afin de pouvoir améliorer son TRL avant d'en proposer une nouvelle mission. À l'époque cet indicateur a été estimé à 4, ce qui signifie qu'il nécessite la validation d'un modèle dans l'UV et dans un environnement pertinent, c'est à dire proche du vide spatial. Je détaillerai les prototypes sol qui ont déjà fait leurs preuves dans le Chapitre 3.

Les distances focales mises en jeu pour un tel système, sont autant des contraintes au

---

<sup>11</sup>Tout comme LISA Pathfinder, mission constituée de trois modules volant en formation, est placée en orbite autour du point de Lagrange L1.

<sup>12</sup>Le point de Lagrange L2 est un "spot" très prisé des astronomes, tout d'abord car les deux astres les plus brillants depuis ce point (la Terre et le Soleil) ont une position constante dans ce référentiel permettant un maintien du bouclier thermique, des panneaux solaires et des calibrations plus simples, mais aussi car ces 2 astres sont toujours très proches permettant d'avoir un ciel observable quasi-total. Pour être plus précis, les projets spatiaux envoyés vers L2 sont sur des orbites de Lissajous ou de "halo" autour de L2. Il faut toutefois choisir une orbite qui évite au maximum le cône d'ombre de la Terre.

<sup>13</sup>Le TRL est indicateur permettant d'évaluer le niveau de maturité technologique d'un instrument, dans la perspective de financer une mission qui y est associée. Cette échelle a été largement adoptée par les agences spatiales, et est aujourd'hui un critère très important dans la sélection des missions pour les programmes spatiaux.

sol que dans l'espace. Développer un prototype sol de petite envergure travaillant dans l'UV, avec un diamètre de grille de l'ordre de la dizaine de centimètres, nécessiterait tout de même une enceinte à vide d'une quinzaine de mètres, ce qui est très coûteux et compliqué à mettre en place. Sans enceinte à vide il est impossible de réaliser des tests en dessous de la longueur d'onde  $\lambda = 242\text{nm}$ , car il y a absorption des photons par le dioxygène  $\text{O}_2$  présent dans l'air opérant ainsi sa photo-dissociation. De surcroît, l'oxygène atomique libéré s'associe au dioxygène pour former de l'ozone  $\text{O}_3$ , toxique pour l'Homme. Donc afin de réaliser des tests dans des conditions similaires à celle de la mission nominale, la meilleure solution, si ce n'est la seule, reste d'envoyer un modèle de l'imageur de Fresnel de plus petite envergure dans l'espace.

## 2.4 Proposition de mission probatoire sur l'ISS

### 2.4.1 Pourquoi l'ISS ?

L'imageur de Fresnel, même de petite ouverture de l'ordre de la dizaine de centimètres implique une longueur focale de plusieurs dizaines de mètres pour des tests dans l'ultraviolet. Réaliser des tests sur des sources astrophysiques réelles dans des conditions spatiales, en évitant un vol en formation, nécessite donc une structure de plusieurs dizaines de mètres.

Un test d'observation dans l'ultraviolet, dans une bande proche du continuum Lyman- $\alpha$ , nécessite d'être fait à une altitude supérieure à 110 km afin d'espérer obtenir au minimum la moitié du flux de la cible astrophysique d'après la Figure 1.3. C'est pourquoi une telle mission embarquée par un ballon stratosphérique, naviguant en moyenne à 30 km d'altitude est insuffisante.

La seule structure en orbite suffisamment grande pour embarquer les deux modules d'une telle mission, qu'on qualifiera de probatoire puisqu'elle vise à valider le concept de l'imageur, est l'*International Space Station*<sup>14</sup> (ISS). En effet, cette station est dédiée à la recherche scientifique en environnement spatial. Ce qui en fait le lieu idéal pour accueillir une mission probatoire de l'imageur de Fresnel.

### 2.4.2 Caractéristiques techniques

Comme présentée dans la Figure 2.14, la mission probatoire de l'imageur de Fresnel pourrait prendre place le long de la poutre de l'ISS. Comme pour la mission nominale,

---

<sup>14</sup>L'*International Space Station* ou la *Station Spatiale Internationale* est une station spatiale, dirigée conjointement par la NASA (Agence spatiale des États-Unis) et Roscosmos (Agence spatiale de la Russie), placée en orbite basse (entre 330 km et 420 km) autour de la Terre.

l'imageur de Fresnel est composé de deux modules : le module de grille de Fresnel, et le module récepteur. À la différence que le module de grille de Fresnel contient, en amont du sens de propagation de la lumière à travers l'instrument, un miroir orientable actif<sup>15</sup>, permettant de viser les cibles astrophysiques, de compenser la dérive de l'ISS le long de sa trajectoire, et éventuellement de compenser les micro-vibrations produites par l'activité à bord. Le module récepteur lui contiendrait l'optique de champ, la correction chromatique, l'optique de refocalisation, et une camera UV et un spectroscopie dans le plan image final par exemple.

La poutre de l'ISS mesure d'un bout à l'autre une longueur de 94 m, dont les extrémités subissent en continu une rotation autour de l'axe de la poutre afin de maximiser l'exposition des panneaux solaires au Soleil. L'attitude de la partie centrale de la poutre, de section carrée, est constante dans le temps, c'est à dire qu'une partie fait constamment face à l'espace – le zénith – et l'autre fait constamment face à la Terre – le nadir. Cette partie de la poutre a une longueur totale de 52 m. C'est la face exposée au zénith qui nous intéresse le plus pour notre mission probatoire, permettant de profiter ainsi d'un champ d'observation possible maximum à l'opposé de la Terre.

L'ISS à l'avantage de posséder quatre modules externes, appelés *ExPRESS Logistics Carrier* (ELC), qui servent de support à des expériences scientifiques pouvant fonctionner dans le vide spatial. Deux de ces quatre modules (ELC-2 et ELC-3) sont situés sur la face exposée au zénith, et serait idéaux pour accueillir les deux modules de la mission probatoire de l'imageur de Fresnel. La distance séparant ces deux modules est de 48 m. En prenant en compte la longueur du module récepteur, la distance focale de la mission probatoire serait imposée aux environs de  $f = 45$  m.

Si nous souhaitons réaliser une mission probatoire sur l'ISS, les agences spatiales concernées demanderont un retour scientifique de la mission. Nous allons donc proposer des observations dans la gamme de longueur d'onde  $\lambda \in [117,148]$  nm, centrée sur  $\lambda = 133$  nm afin de tester au maximum l'expérimentation dans l'UV lointain.

Concernant la largeur de la grille  $D$ , celle-ci va être contrainte par la largeur minimum de découpe des zones de Fresnel. Si nous considérons que la grille sera découpée par usinage laser dans une plaque faite d'un alliage en CuBe, de la même manière que celle que nous utilisons pour les tests au sol, le diamètre du faisceau de découpe est de  $w_{cut} = 20 \mu\text{m}$ . Pour rappel, les zones les plus fines à découper dans une grille de Fresnel carrée non-apodisée sont les dernières zones dans chaque coin de la grille, et leur largeur  $\Delta r$  s'exprime en fonction de la largeur de la grille  $D$  et du nombre d'anneaux  $N$  telle que :

$$\Delta r = \frac{\sqrt{2}D}{32N} \quad (2.25)$$

On en déduit que le diamètre du faisceau de découpe  $w_{cut}$  impose donc une limite mini-

---

<sup>15</sup>Idee proposée initialement par Vincent Lever lors de sa candidature à une thèse en 2013.

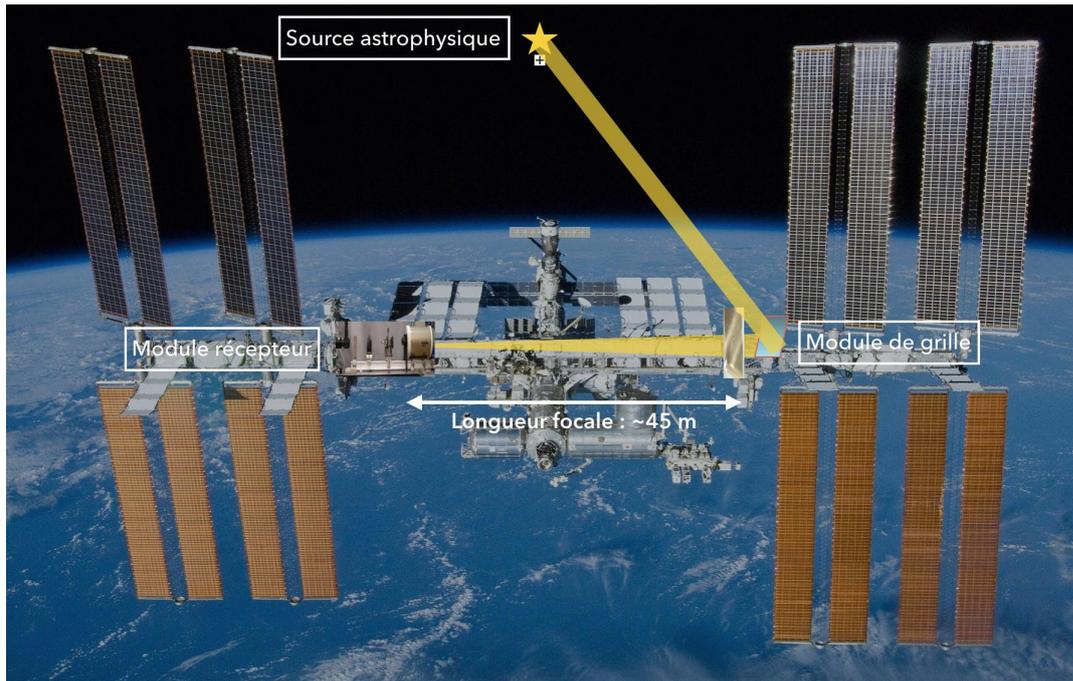


FIGURE 2.14 – Vision générale des éléments de la mission probatoire qui sera proposée pour embarquer à bord de l’ISS. Elle comprend les deux mêmes modules que la mission nominale : un module de grille de Fresnel, et un module récepteur, tous deux situés de part et d’autre de la poutre de la station. La lumière provenant d’une source astrophysique est réorientée par un miroir plan orientable vers une grille de Fresnel fixe. La lumière est alors focalisée vers le module récepteur qui comprend l’optique de champ, la correction chromatique, l’optique de refocalisation, et les détecteurs permettant imagerie et spectroscopie. Crédits de l’image de fond : NASA/Crew of STS-132.

mum au ratio  $D/N$  tel que :

$$\frac{D}{N} \geq 16\sqrt{2}w_{cut} \quad (2.26)$$

En injectant l'expression de la distance focale, on obtient donc une contrainte sur la largeur  $D$  de la grille :

$$D \leq \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{\lambda f}{w_{cut}} \quad (2.27)$$

Ce qui dans notre cas implique donc une largeur de grille maximum de  $D_{max} = 10,58$  cm. Évidemment, pour une résolution angulaire maximale, nous choisirons la largeur de grille maximum.

Il reste donc à en déduire le nombre d'anneaux, maximum en l'occurrence pour le diamètre maximum, pour cette configuration à l'aide de la formule suivante :

$$N_{max} = \frac{D_{max}^2}{8f\lambda} \quad (2.28)$$

Soit  $N_{max} = 233$  anneaux.

Donc en résumé, les caractéristiques techniques pour une telle mission probatoire sont répertoriées dans le Tableau 2.1. J'ai complété cette étude avec celles d'une configuration qui serait optimisée à un autre domaine voisin dans l'UV lointain ([150,190] nm), qui pourrait permettre d'observer d'autres cibles astrophysiques.

TABLEAU 2.1 – Caractéristiques techniques possibles pour la mission probatoire à bord de l'ISS, avec une distance focale fixe valant  $f = 45$  m, avec une limite minimum de largeur de découpe valant  $w_{cut} = 20 \mu\text{m}$ , une ouverture maximum pour une meilleure résolution angulaire, et un nombre d'anneaux maximum pour un meilleur pouvoir de contraste.

Domaine d'observation	[117,148] nm	[150,190] nm
Longueur d'onde centrale $\lambda_c$	133 nm	170 nm
Ouverture $D$	10,6 cm	13,5 cm
Nombre d'anneaux $N$	233	297
Résolution angulaire minimale	0,259''	0,260''

Alors, certes, les instruments de nos jours ont une bien meilleure résolution angulaire, mais nous comptons démarquer l'imageur de Fresnel par son fort pouvoir de contraste afin des justifier des retours scientifiques pertinents sur des sources astrophysiques bien choisies, et surtout des observations dans l'UV très rares de nos jours. Et concernant la validation du concept dans l'environnement spatial et pour des observations dans l'UV lointain, cette mission probatoire aura pour but de vérifier :

- sa résolution angulaire ;
- son pouvoir de contraste correct pour de l'imagerie sur des sources étendues (limité par le niveau des aigrettes orthogonales de la PSF) ;

- son fort pouvoir de contraste sur des sources quasi-ponctuelles (limité par le niveau des quadrants de la PSF).

### 2.4.3 Une collaboration internationale

À ce jour, dans l'objectif de monter une proposition de mission probatoire à l'agence spatiale russe ROSCOSMOS, plusieurs acteurs du NUVA sont désormais impliqués dans le projet par un *memorandum of understanding* signé en 2015, dont les différents partis sont :

- l'*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences* (INASAN) ;
- l'*Universidad Complutense de Madrid* (UCM) ;
- l'Université Toulouse III Paul Sabatier ;
- le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS).

Les chercheurs de l'INASAN ont les connaissances de l'astronomie UV, ainsi qu'une expertise dans la préparation de propositions de missions à bord de l'ISS. Les chercheurs de l'UCM sont spécialisés dans l'astronomie UV, et connaissent parfaitement les potentielles cibles astrophysiques permettant un retour scientifique pertinent avec les caractéristiques optiques que nous leur proposerons.

A noter que nous avons aussi conclu un accord de collaboration avec une équipe de l'*Institut für Astronomie und Astrophysik* (IAAT), laboratoire localisée à Tübingen en Allemagne, spécialisée dans le développement de détecteurs UV. Cette collaboration a pour objectif de réaliser des tests d'instrument pour les 2 partis. En réalisant une campagne de mesures, l'IAAT pourra valider les caractéristiques techniques de leur détecteurs sur des images fortement contrastées, images qui seront produites par notre prototype sol d'imageur de Fresnel UV. Et c'est la conception de ce prototype que je vais détailler dans les deux chapitres qui suivent.



---

Deuxième partie

Un prototype adapté à  
l'Ultra-Violet



## Chapitre 3

# Prototype UV

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Prototype de Génération I</b> . . . . .	<b>64</b>
3.1.1	Caractéristiques techniques . . . . .	64
3.1.2	Les résultats . . . . .	68
<b>3.2</b>	<b>Prototype de Génération II</b> . . . . .	<b>68</b>
3.2.1	Caractéristiques techniques . . . . .	68
3.2.2	Les résultats . . . . .	70
<b>3.3</b>	<b>Nouveau prototype UV</b> . . . . .	<b>72</b>
3.3.1	Les contraintes . . . . .	72
3.3.2	Travail en réflexion . . . . .	72
3.3.3	Nouvelle configuration . . . . .	74

---

Comme beaucoup de projets d'instruments spatiaux, en parallèle de l'étude théorique en bureau, le développement se fait aussi par la pratique en laboratoire. Afin de proposer un imageur de Fresnel de l'envergure que l'on souhaite voir embarquer sur l'ISS, il est primordial de développer un prototype sol se rapprochant des caractéristiques de la mission. Mais avant de concevoir ce nouveau modèle adapté à l'UV, il était important d'étudier les précédents qui ont déjà été réalisés afin de s'en inspirer, et d'utiliser les techniques déjà développées. C'est pourquoi dans un premier temps je vais présenter brièvement les précédents prototypes déjà réalisés (3.1, 3.2), puis dans un second vous exposer mes travaux sur le nouvel imageur adapté à l'UV (3.3).

### 3.1 Prototype de Génération I

La conception de ce premier prototype a été réalisée principalement par Laurent Koechlin et Denis Serre entre 2004 et 2007 dans le but de tester la validité du concept en général en laboratoire, et surtout de tester une première version de la grille de Fresnel qui possédait un motif purement orthogonal [57].

#### 3.1.1 Caractéristiques techniques

##### La grille de Fresnel

Cette première grille de Fresnel possédait à l'époque un design purement orthogonal (voir Figure 3.1), consistant en un ensemble d'ouvertures rectangulaires reprenant le motif du réseau de Fresnel.



FIGURE 3.1 – Première grille de Fresnel pour le prototype de Génération I. Elle possédait alors une géométrie purement orthogonale, avec 58 anneaux de Fresnel. Elle était optimisée pour fonctionner à 600 nm avec une distance focale de 23 m.

La fonction de transmission  $t(x, y)$  d'une telle grille peut-être définie par l'expression :

$$t(x, y) = t(x) \oplus t(y) \tag{3.1}$$

où  $t(x)$  est la fonction de transmission binaire le long du diamètre du réseau zoné de Fresnel équivalent<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Le symbole  $\oplus$  est ici une disjonction exclusive, ou autrement l'opération appelée XOR en algèbre de Boole.

L'avantage d'un tel design est que les parties opaques sont jointes par les coins, ainsi cette configuration ne nécessite pas de barreaux de maintien. De plus les lobes secondaires vont se concentrer principalement dans les aigrettes. Cependant l'efficacité maximale théorique à l'ordre 1 est fortement diminuée à  $\frac{4}{\pi^4} = 4,10\%$ , au lieu de  $10,1\%$  pour une grille à géométrie circulaire.

Les caractéristiques de cette configuration sont résumées dans le Tableau 3.1.

TABLEAU 3.1 – Caractéristiques techniques de la première grille de Fresnel pour le prototype de Génération I.

Largeur $D$	80 mm
Nombres d'anneaux $N$	58
Longueur d'onde centrale $\lambda$	600 nm
Distance focale $f$	22,99 m

### Les sources artificielles

Cette grille de Fresnel était éclairée par une source à l'infini factice, simulée par un système collimateur. Ce système était simplement constitué d'un miroir concave, de 1,27 m de distance focale et de 21 cm de diamètre, poli par Laurent Koechlin lui-même quelques années auparavant, le revêtement étant adapté au visible. Au foyer de ce collimateur, était placé comme source de lumière une lampe halogène permettant de fournir tout le spectre électromagnétique du domaine visible. Et pour les tests sur sources monochromatiques, des filtres interférentiels de 50 nm de bande passante était utilisés.

Quant à la forme de la source, elle pouvait être adaptée en fonction de la mesure à réaliser. Un trou-source permettait d'imager la PSF de l'instrument, une mire en forme de "galaxie" permettait de tester la qualité de la correction chromatique et de l'imagerie à petit champ, et une carte de test de résolution "USAF 1951". Quant aux tests à haut contraste, il ont été faits avec des sources doubles artificielles faites par réflexion sur une bille d'acier, et d'autres faites par deux fibres optiques monomode accolées, dont les extrémités "amont" étaient alimentées par deux sources de luminosité réglable.

### Le système complet

La Figure 3.2 présente le reste du système de l'imager, servant à la correction du chromatisme :

- L'optique de champ : C'était un télescope de type Maksutov-Cassegrain, éclairé seulement sur une surface excentrée pour ne pas que le miroir secondaire dia-

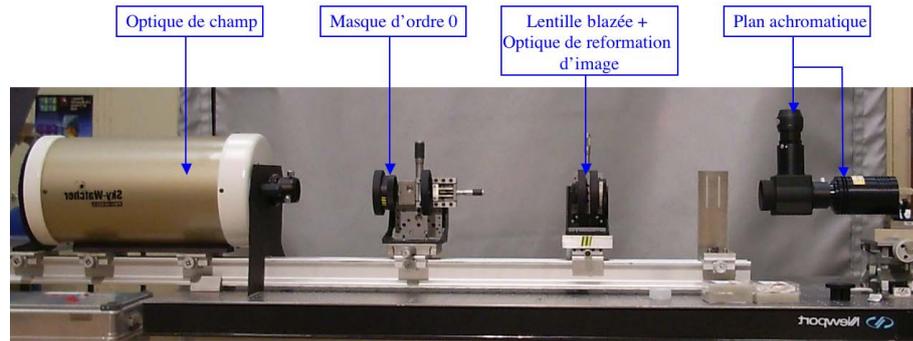


FIGURE 3.2 – Photo du banc optique du module de l'imageur de Fresnel dédiée à la correction du chromatisme du prototype de Génération I. On peut y voir de gauche à droite : l'optique de champ, le masque d'ordre 0, le correcteur chromatique (lentille blazée), la lentille de refocalisation, et le détecteur dans le plan image final achromatique de l'instrument. Crédits : Denis Serre.

phragme le plan image. Il permettait d'éviter le chromatisme qu'aurait pu introduire une lentille. Sa focale équivalente était de 2,85 m.

- Le masque d'ordre 0 : Il s'agissait d'un masque bloquant de petite taille dans le plan focal image de l'optique de champ, afin de bloquer l'ordre 0 (lumière non diffractée) issu de la grille de Fresnel (voir Figure 3.3). Sa taille était dimensionnée en fonction de la taille de la grille et de la distance focale de l'optique de champ. Mais cette partie de l'instrument avait le défaut de diaphragmer le faisceau d'ordre 1, et donc d'introduire de la diffraction non désirée, et donc de la lumière parasitant les quadrants dans la PSF. De plus, cette pièce était tenue par des pattes, qui elles aussi introduisaient de la diffraction non désirée (voir Figure 3.5), mais elles pouvaient être orientées de façon à ce que la majorité de cette lumière diffractée soit renvoyée vers les aigrettes de la PSF. Dans le nouveau prototype, l'ordre 0 sera masqué d'une autre manière (voir Chapitre 6), qui sera directement intégrée à la grille de Fresnel.
- La lentille de Fresnel blazée : Il s'agit du premier correcteur chromatique conçu par Denis Serre, et usiné par Silios Technologies. Elle possédait un diamètre utile de 16,054 mm, comportant 116 zones (afin de compenser le chromatisme de la grille de Fresnel du centre aux coins), usinée dans une lame à faces parallèles de silice fondue de 5 mm d'épaisseur, et optimisée pour une correction chromatique centrée sur 600 nm. Je parlerai plus en détail de cette lentille blazée dans le chapitre suivant (Chapitre 4).
- Une lentille de refocalisation : Il s'agit en fait d'un doublet achromatique, d'une distance focale équivalente de 18 cm.

Un tel prototype disposait alors d'une résolution angulaire limite de  $1,55''$  et couvrait un champ d'observation d'environ  $6'$  de large, ce qui correspond à environ 230 resels.

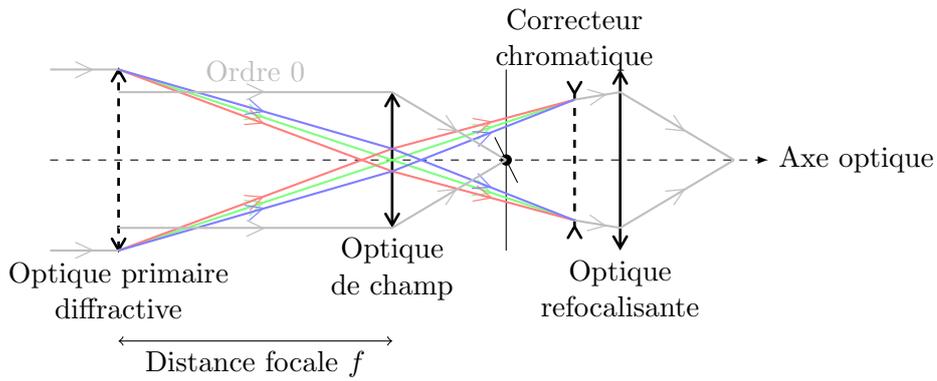


FIGURE 3.3 – Principe de fonctionnement du masque d'ordre 0. Il s'agit d'un petit disque occultant placé dans le plan focal image de l'optique de champ, permettant ainsi de bloquer l'ordre 0 provenant de la grille de Fresnel. Crédits : Paul Deba.

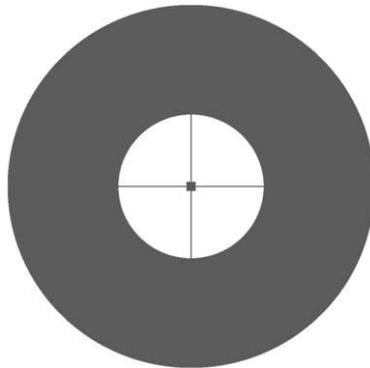


FIGURE 3.4 – Exemple de masque d'ordre 0. Il s'agit de l'élément carré au centre. On peut aussi voir les 4 pattes le tenant au centre, ainsi que le support externe. Crédit : Denis Serre.

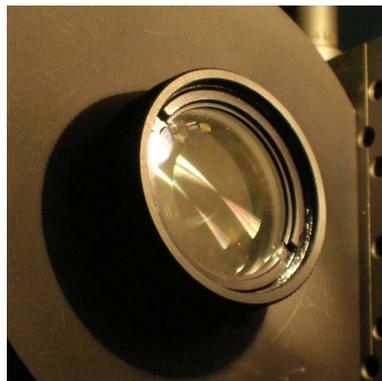


FIGURE 3.5 – Lentille blazée servant de correcteur chromatique dans le prototype de Génération I. D'un diamètre utile de 16,054 mm, elle comporte 116 zones. Elle est gravée dans de la silice fondue de 5 mm d'épaisseur, et optimisée pour une correction chromatique centrée sur 600 nm. Crédit : Denis Serre.

### 3.1.2 Les résultats

Les résultats obtenus par ce prototype ont alors été les premières images par un imageur de Fresnel. Les tests se sont révélés concluants, suite aux observations suivantes :

- Validation de la correction chromatique par observation des différentes mires : la “galaxie”, la “USAF 1951”, ou même différents disques, éclairées par une source halogène rayonnant dans tout le spectre visible ;
- Validation de la résolution angulaire minimale par l'image d'une source ponctuelle ;
- Validation de la haute dynamique par rapport à celle estimée par les simulations numériques (la propagation numérique donnait bien une PSF proche de celle obtenue optiquement, même si les lobes secondaires n'étaient pas exactement de la même amplitude que celle attendue dans le champ proche).

Ce prototype a donc permis de comparer la dynamique mesurée avec celle simulée numériquement. D'après Denis Serre [57], elle devait atteindre une moyenne de  $8,33 \times 10^5$  dans le champ proche du lobe central et sans les aigrettes de diffraction. La valeur mesurée équivalente était alors de  $5,0 \times 10^5$ .

## 3.2 Prototype de Génération II

Ce second prototype a été réalisé principalement par Laurent Koechlin, Paul Deba et Truswin Raksataya entre 2007 et 2010. Ce nouvel imageur de Fresnel avait pour but de réaliser de réelles images de sources astrophysiques, dans le visible et proche infrarouge, en reprenant une configuration similaire au premier prototype, mais de plus grande envergure [51]. Pour cela, le prototype fut monté le long de la lunette du Grand Équatorial, longue de 18 m (Observatoire de Nice), pouvant ainsi utiliser la monture pour pointer le ciel (voir Figure 3.6).

### 3.2.1 Caractéristiques techniques

#### Grille de Fresnel

Cette fois-ci une grille de Fresnel à géométrie ortho-circulaire a été choisie pour une meilleure efficacité à l'ordre 1 (voir Figure 3.7). Elle possédait les caractéristiques données dans le Tableau 3.2.

Le système de barreaux de maintien choisi était un système pseudo-périodique (cf. Chapitre 6), avec une pseudo-période  $p_{bars} = 3$ .



FIGURE 3.6 – Photo du prototype de Génération II monté sur la grande lunette de Nice. On peut distinguer la grille de Fresnel au dessus de l'ouverture de la lunette, le reste de l'imageur de Fresnel le long du côté droit du viseur, et J.P. Rivet l'un des chercheurs ayant participé à la conception de ce prototype.

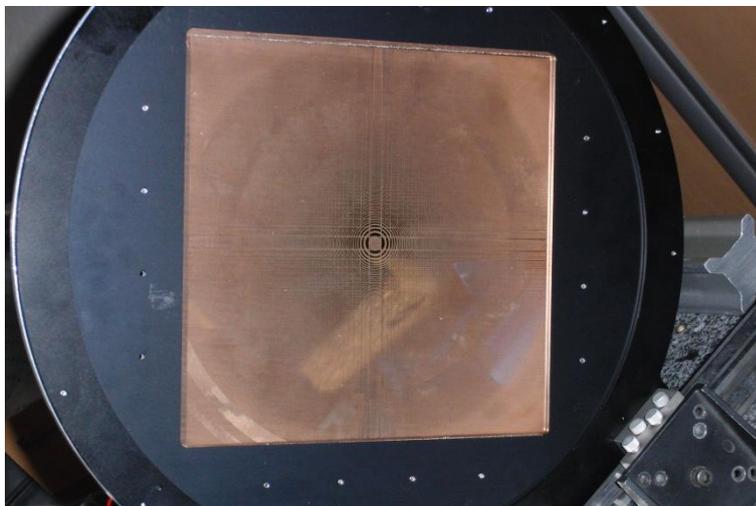


FIGURE 3.7 – Photo de la grille de Fresnel du prototype de Génération II mesurant  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ . On dit que cette grille possède une géométrie ortho-circulaire puisqu'elle n'est pas composée que d'ouvertures rectangulaires comme dans le prototype de Génération I. Mais elle possède une ouverture carrée et des barreaux orthogonaux, pour des anneaux parfaitement circulaires.

TABLEAU 3.2 – Caractéristiques techniques de la grille de Fresnel pour le prototype de Génération II.

Largeur $D$	200 mm
Nombres d'anneaux $N$	348
Longueur d'onde centrale $\lambda$	800 nm
Gamme de longueur d'onde $\lambda$	[640,960] nm
Distance focale $f$	17,96 m

### Le système complet

La Figure 3.2 présente le reste du système de l'imageur, servant à la correction du chromatisme :

- L'optique de champ : Il s'agit du même télescope de type Maksutov-Cassegrain utilisé dans le prototype de Génération I.
- Le masque d'ordre 0 : Celui-ci a été réalisé à partir d'un disque opaque de 2 mm de diamètre maintenu par 4 fils de Kevlar extrêmement fins, afin de ne pas trop obstruer le faisceau d'ordre 1. Il était nécessaire d'en réaliser un nouveau, car le précédent aurait vignetté le faisceau de large bande spectrale.
- La lentille de Fresnel blazée : Cette nouvelle lentille a été conçue comme la précédente, mais avec de nouvelles caractéristiques en accord avec celles de la nouvelle grille : un diamètre utile de 58 mm, contenant 702 zones, toujours gravée dans une lame en silice fondue.
- Une lentille de refocalisation : Il s'agit toujours d'un doublet achromatique.

Ce nouvel imageur permettait donc d'atteindre une résolution angulaire limite de  $0,825''$  pour  $\lambda = 800$  nm, couvrant un champ d'environ  $500''$ , ce qui correspond à environ 606 resels de large.

### 3.2.2 Les résultats

Ce nouveau prototype a permis de réaliser les premières images du ciel obtenues par un imageur de Fresnel, ce qui a permis de valider sa résolution angulaire limite, notamment par l'observation d'étoiles binaires très proches (voir Figure 3.8). Malgré une caméra non-destinée à la haute dynamique en guise de détecteur dans le plan focal image de l'instrument, elle a pu être testée par accumulation d'images recadrées prises en laissant volontairement dériver des cibles astrophysiques afin de moyennner les irrégularités du fond de cible de la caméra EMCCD employée. C'est ainsi qu'ont été obtenues les images de la Figure 3.9 montrant les deux satellites de Mars.

D'après les simulations numériques, la dynamique de la configuration optique de ce

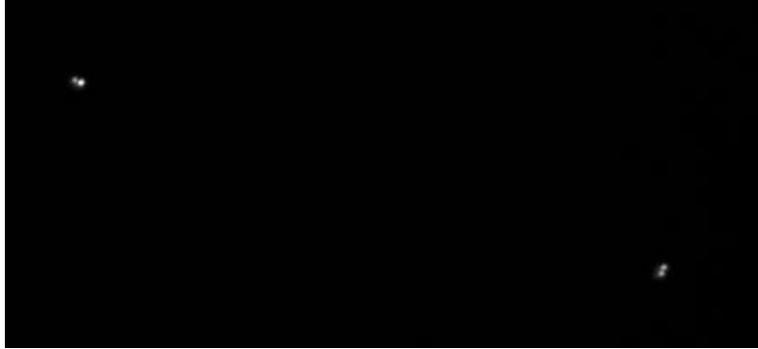


FIGURE 3.8 – Image de  $\epsilon$  Lyrae prise par le prototype de Génération II. Exposition sans filtre de cette fameuse “double” étoile double. Les étoiles du système  $\epsilon^1$  (à gauche) sont séparées de  $2,3''$ , et celles du système  $\epsilon^2$  (à droite) sont séparées de  $2,4''$ . Le Nord est à droite et l’Est en bas. Crédit : Laurent Koechlin.

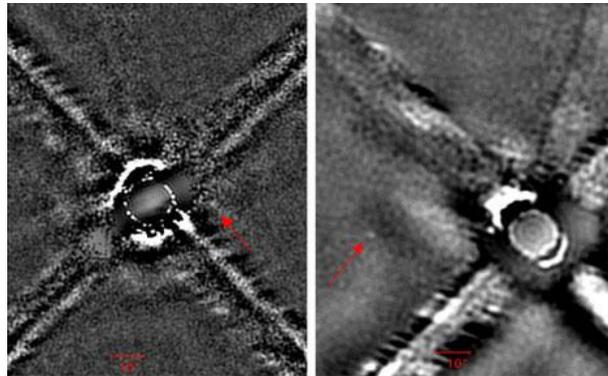


FIGURE 3.9 – Images de Mars et de ses deux satellites prises par le prototype de Génération II. Les aigrettes sont la conséquence de l’ouverture carrée et des barreaux orthogonaux, et Mars est entièrement saturée. À gauche on peut voir Phobos dont la luminosité est estimée 240000 fois plus faible que celle de Mars (prise le 13-02-2010), et à droite on peut voir Deimos dont la luminosité est estimée 680000 fois plus faible (prise le 14-02-2010). Ces images ont donc permis de tester la dynamique de la grille, qui est donc supérieure à  $6.8 \times 10^5$  au delà de 45 resels. Crédit : Laurent Koechlin.

prototype devait être de l'ordre de  $1 \times 10^7$  à 22 resels du lobe centrale. Les observations ont permis de valider une dynamique d'au moins  $1 \times 10^5$  à 22 resels, mais n'ont pas permis de tester au delà. Cela peut aussi s'expliquer par les caractéristiques techniques de la caméra qui n'était pas adaptée à de l'imagerie à très haute dynamique, comme peuvent l'être les détecteurs à comptage de photons.

### 3.3 Nouveau prototype UV

Ce nouveau prototype a donc pour but de tester le faisabilité d'un imageur de Fresnel à bord de l'ISS. Je vais vous présenter ici comment il a été conçu, en fonction des contraintes qui nous sont imposées, puis ses caractéristiques en conséquence.

#### 3.3.1 Les contraintes

Tout d'abord, un prototype qui serait une réplique de notre proposition de mission probatoire est impossible au sol avec nos moyens. D'une part car la longue distance focale ( $f = 45$  m pour rappel) nécessiterait une salle blanche toute aussi longue afin de procéder à des tests optiques dans de bonnes conditions en termes de qualité d'air (moins de poussières, moins de turbulences). La plus grande qui est à notre disposition à l'IRAP est longue d'une vingtaine de mètres.

D'autre part les ultraviolets sont totalement absorbés en dessous de 242 nm, de plus cela provoque la photodissociation de l'oxygène et donc la production d'ozone nocif pour l'Homme. Une solution serait de tester le prototype dans une enceinte à vide, mais les distances focales mises en jeu étant de l'ordre de plusieurs mètres, la mise en place d'une telle enceinte est hors de notre budget. C'est pourquoi nous avons décidé de réaliser un prototype fonctionnant sur une gamme de longueurs d'ondes autour de 280 nm, allant au minimum à 260 nm, qui permettra de tester une grande partie des fonctionnalités UV du futur prototype proposé pour l'ISS.

#### 3.3.2 Travail en réflexion

La plupart des optiques précédentes ne sont pas adaptées à l'UV, alors que notre proposition de mission probatoire a pour but d'observer dans une gamme de longueur d'onde telle que  $\lambda \in [117,148]$  nm. En effet, dans les précédents prototypes, l'optique de champ et le doublet achromatique pour reformer l'image finale n'étaient pas qualifiés pour l'UV, car les optiques classiques sont fortement absorbantes et diffusantes dans cette bande. Même les lentilles de Fresnel qui ont été gravées dans des lames de silice fondue, voient leur transmission chuter en dessous de 190 nm, comme le montre la Figure 3.10. Même

si nous réalisons un prototype fonctionnant jusqu'à  $\lambda = 260 \text{ nm}$ , il faut que les optiques le composant puissent fonctionner dans des conditions similaires à la mission probatoire.

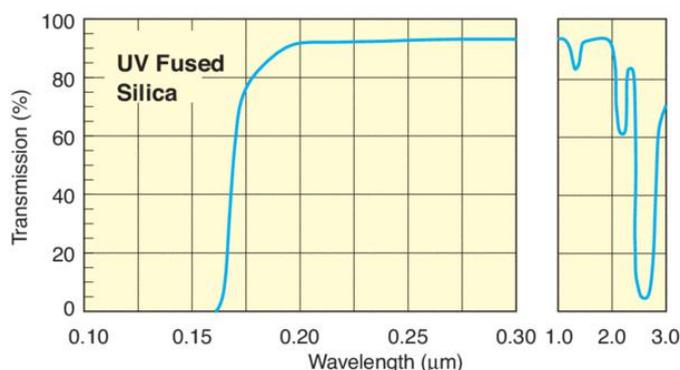


FIGURE 3.10 – Taux d'absorption d'une épaisseur de 10mm de silice fondue en fonction de la longueur d'onde. Source : Newport Corporation (newport.com).

Pour rappel, l'utilisation de l'imageur de Fresnel dans l'UV a été choisie car il peut fonctionner dans cette gamme de longueurs d'onde où les optiques classiques focalisent difficilement et ne parviennent pas à obtenir des images à haut contraste, là où la grille de Fresnel le peut. Il serait donc dommage de perdre la qualité d'imagerie et de l'efficacité de transmission à cause d'un module de correction chromatique non adapté. C'est pourquoi la meilleure solution afin de préserver les meilleures performances est de travailler en réflexion, avec des revêtements optimisés pour l'UV, ainsi que de minimiser le nombre d'optiques.

Tout d'abord l'optique de champ peut être remplacée par un simple miroir de diamètre et focale adaptés. Sa forme dépendra du rapport d'ouverture et de son placement éventuellement hors axe. Dans tous les cas il sera peu déformé par rapport à une surface sphérique. Ensuite concernant le masque d'ordre 0 nous avons proposée une méthode pour qu'il soit intégré directement à la grille de Fresnel (cf. Chapitre 6). Et enfin la distance entre le correcteur chromatique et l'optique de refocalisation étant libre puisque le faisceau qui ressort du correcteur est achromatique, ces deux optiques peuvent alors être combinées en une seule : un miroir de Fresnel blazé concave. Une telle pièce n'ayant jamais été réalisée auparavant à notre connaissance, c'est tout le travail de conception et de production qui sera détaillé dans le Chapitre 4. Cette idée avait déjà été évoquée avant le début de ma thèse, mais n'avait pas encore été concrétisée (voir Figure 3.11).

Par conséquent, le nouveau prototype aura un agencement différent de par son travail en réflexion uniquement (voir Figure 3.12). Cela implique de devoir basculer horizontalement les miroirs pour que les optiques n'obstruent pas le faisceau traversant l'instrument.

Ce basculement horizontal crée principalement de l'astigmatisme si les miroirs inclinés sont simplement sphériques (ce qui est notre cas actuellement pour des raisons bud-

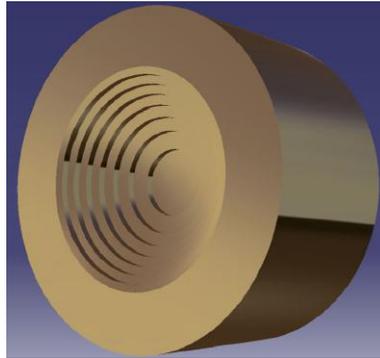


FIGURE 3.11 – Premier schéma du miroir de Fresnel blazé concave, montrant grossièrement la forme de profil qu’il devrait avoir. Seulement les 7 zones les plus profondes sont représentées ici. En réalité il aura autant de sections de Fresnel que d’anneaux présents sur la grille. Cette aspect de “cirque romain” provient essentiellement de la courbure due à la concavité, à laquelle est ajouté le motif de blaze, créant ainsi les différentes marches. Crédit : Paul Deba [40].

gétaires), mais cette aberration est très faible si les optiques sont correctement disposées et peu “ouvertes”. Dans de futurs prototypes, pour avoir des fronts d’onde parfaitement corrigés, nous pourrions utiliser des optiques asphériques hors axe. Si les éléments optiques sont suffisamment espacés et leurs diamètres réduits, il est possible de faire en sorte que le faisceau ne soit pas obstrué malgré des angles de réflexion très proches de la normale.

De plus, une forte inclinaison diminuerait le diamètre efficace apparent de l’optique de champ horizontalement, et donc diminuerait la bande passante qui est dépendante du diamètre de l’optique de champ. C’est pourquoi il est nécessaire de prendre un miroir de champ légèrement plus large que le diamètre minimum défini pour la bande passante désirée.

### 3.3.3 Nouvelle configuration

#### La grille de Fresnel

Afin de pouvoir manipuler dans la salle blanche à notre disposition, il était nécessaire que la table optique portant le système collimateur et la grille de Fresnel, ainsi que la table portant le module récepteur puissent tenir sur 15 m de longueur, sans avoir à replier le faisceau. C’est pourquoi la distance focale de la grille devait être d’environ une douzaine de mètres. Ainsi une grille adaptée à ces contraintes a été usinée peu de temps avant le début de ma thèse (voir Figure 3.13), et dont les caractéristiques sont présentées dans le Tableau 3.3.

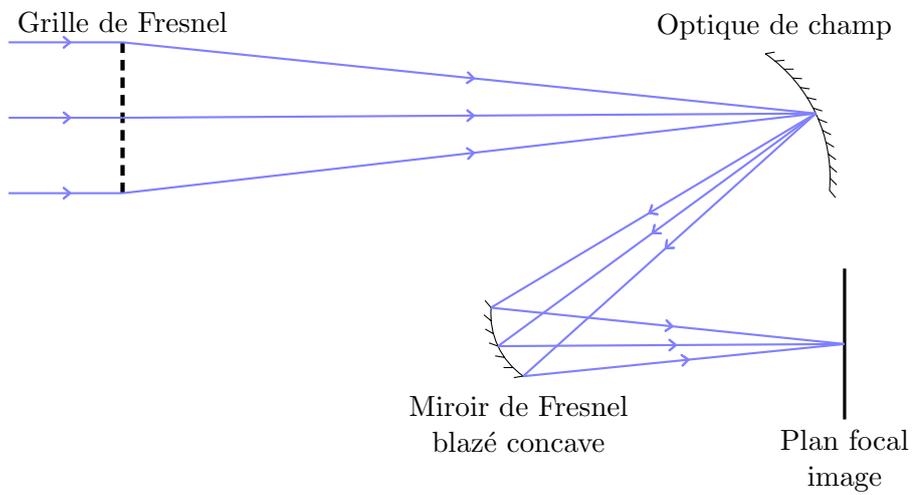


FIGURE 3.12 – Schéma de la configuration du nouveau prototype UV vue du haut. Les distances, tailles des optiques et angles d'inclinaison sont exagérés pour plus de lisibilité.

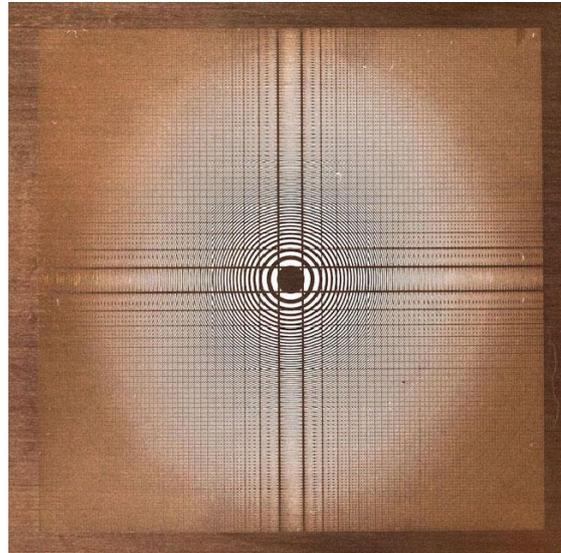


FIGURE 3.13 – Photo de la grille utilisée pour le prototype UV, dont les caractéristiques sont données dans le Tableau 3.3.

TABLEAU 3.3 – Caractéristiques techniques de la grille de Fresnel pour le prototype UV.

Largeur $D$	65 mm
Nombres d'anneaux du centre aux bords $N$	160
Déphasage au centre $\alpha$	3/4
Longueur d'onde centrale $\lambda$	280 nm
Distance focale $f$	11,789 m
Forme de l'ouverture	Carrée
Géométrie	Ortho-circulaire
Système de barreaux	Pseudo-périodique tel que $p_{bars} = 3$
Apodisation	Motif circulaire

### L'optique de champ

L'optique de champ est un miroir parabolique concave, devant avoir un revêtement UV optimisé pour une utilisation à 260 nm au minimum. N'en ayant pas à disposition, nous devons en commander un nouveau spécialement pour ce prototype. Nous avons donc le choix sur sa distance focale et son diamètre. Sa distance focale ne devait pas être trop courte pour créer un plan pupille suffisamment éloigné et suffisamment grand, car les contraintes d'usinage du miroir de Fresnel nous obligent à respecter une taille minimum de gravure. Mais cette focale ne devait pas être non plus trop longue pour que le miroir de Fresnel soit à une distance raisonnable afin qu'il soit sur la même table optique. En effet dans le cadre d'une mission nominale, ce correcteur chromatique sera à bord du même module contenant l'optique de champ.

Nous avons donc fait appel à l'entreprise Mirrosphère, localisée près de Nevers, qui est spécialisée dans la production de miroirs de précision destinés à l'astronomie<sup>2</sup>. Chaque miroir est unique et fait sur mesure, et la parabolisation est faite main, assurant ainsi une qualité optique exceptionnelle, surtout concernant l'état de surface, car l'utilisation dans le domaine UV demande une plus grande rigueur que pour le visible. Nous avons ensemble convenu d'un cahier des charges, qui était le suivant :

- Miroir de focale  $1,6 \text{ m} \pm 0,1 \text{ m}$  ;
- Un diamètre de 200 mm ;
- Et un revêtement assurant une réflectivité supérieure à 50 % à  $\lambda = 260 \text{ nm}$ .

Après production, le miroir livré a une distance focale de  $f_{oc} = 1,731 \text{ m}$  avec un écart de surface RMS de  $e_{RMS} = 1,1 \text{ nm}$  et un écart de surface P-V maximum de  $e_{P-V} = 5,0 \text{ nm}^3$ , soit une qualité d'optique exceptionnelle à  $\lambda/52$  en UV (environ  $\lambda/100$

---

<sup>2</sup>Laurent Koechlin avait déjà l'habitude de faire appel eux pour leur expertise et leur professionnalisme dans l'usinage de miroir. C'est pourquoi nous avons fait appel à eux pour avoir la meilleure qualité de miroir possible.

<sup>3</sup>Mesures réalisées par le fournisseur Mirrosphere.

pour le visible), que nous aurions eu du mal à trouver via d'autres gros fournisseurs. Cette valeur est bien au dessus de nos espérances puisque le cahier des charge nous assurait une qualité de  $\lambda/10$  dans le visible.

Le diamètre de l'optique de champ valant  $D_{oc} = 200$  mm, nous assure une bande passante sans vignettage sans longueur d'onde minimum puisque ce diamètre est plus grand que la largeur de la grille. Bien sûr dans le cadre d'une mission nominale, ceci est inconcevable sinon l'optique de champ serait bien trop lourde. On peut tout de même définir une longueur d'onde maximale sans vignetage définie pour notre prototype par l'expression suivante :

$$\lambda_{max} = \lambda \left( \frac{D_{OC}}{\sqrt{2}D} + 1 \right) \quad (3.2)$$

Cette formule peut se retrouver aisément par simples relations géométriques au sein système optique [57]. Nous pourrions alors imager des sources allant jusqu'à  $\lambda_{max} = 890$  nm, soit faire de l'imagerie jusque dans le visible, à condition bien sûr de remplacer le miroir de Fresnel blazé par un autre dont la profondeur des gravures serait adaptée à la longueur d'onde.

Concernant le miroir de Fresnel blazé concave, une telle pièce n'ayant jamais été réalisée précédemment, je vais détailler son fonctionnement et sa conception dans le chapitre suivant.



# Chapitre 4

## Miroir de Fresnel

### Sommaire

---

<b>4.1 Comment corriger le chromatisme ?</b> . . . . .	<b>80</b>
4.1.1 Principe de la correction du chromatisme . . . . .	80
4.1.2 La lentille de Fresnel blazée . . . . .	81
4.1.3 La lentille de Fresnel blazée pour l'imageur de Fresnel . . . . .	83
<b>4.2 Conception du miroir de Fresnel pour le prototype UV</b> . . . . .	<b>84</b>
4.2.1 Caractéristiques et profil du miroir de Fresnel blazé . . . . .	86
4.2.2 Combinaison avec la courbure de refocalisation . . . . .	86
<b>4.3 Gravure du miroir de Fresnel blazé concave</b> . . . . .	<b>88</b>
4.3.1 Méthode de gravure utilisée par Silios Technologies . . . . .	88
4.3.2 Trois processus de gravure étudiées . . . . .	91
4.3.3 Contraintes d'usinage et conséquences . . . . .	94
<b>4.4 Contrôle de surface après gravure</b> . . . . .	<b>96</b>
4.4.1 Conformité de la gravure par profilométrie optique . . . . .	96
4.4.2 Caractérisation des rugosités par microscopie par force atomique . . . . .	105
<b>4.5 Polissage magnéto-rhéologique</b> . . . . .	<b>108</b>
4.5.1 Effet sur les rugosités . . . . .	108
4.5.2 Effets sur les crêtes . . . . .	110
<b>4.6 Revêtement réfléchissant dans l'UV</b> . . . . .	<b>110</b>
4.6.1 Effet sur les rugosités . . . . .	111
<b>4.7 Miroir prêt pour les tests du prototype UV</b> . . . . .	<b>113</b>

---

Comme je l'ai déjà évoqué dans le Chapitre 2, dans la section 2.2.1, la correction du chromatisme dans le cadre de télescopes diffractifs a été étudiée à plusieurs reprises ([33], [20]). Dans le précédent prototype visible, la correction du chromatisme se faisait à l'aide d'une lentille de Fresnel, dont le calcul du profil a été réalisé par Denis Serre

[57]. Seulement, pour l'élaboration du prototype UV, nous avons besoin d'un miroir de Fresnel blazé concave afin d'assurer le rôle de correcteur chromatique et de refocalisation dans le plan image final.

Dans ce chapitre, je vais donc expliquer comment fonctionne la correction chromatique et quels doivent être les caractéristiques du correcteur chromatique. Puis je vais présenter comment a été calculé le profil du miroir de Fresnel adapté au prototype UV, et quelles ont été les solutions imaginées pour usiner une telle pièce. En enfin je présenterai les étapes de sa fabrication, et les contrôles d'état de surface qui ont été réalisés entre chacune d'elles.

### 4.1 Comment corriger le chromatisme ?

#### 4.1.1 Principe de la correction du chromatisme

Pour rappel, les grilles de Fresnel se comportent comme des optiques à multiples focales : d'abord elles ont plusieurs ordres de diffraction dont chacun a ses focales, et de plus même si on isole un seul ordre de diffraction comme nous le faisons, sa distance focale est inversement proportionnelle à la longueur d'onde, selon l'approximation suivante :

$$f \approx \frac{D^2}{8N\lambda} \quad (4.1)$$

D'après le principe Schupmann [55], et comme étudié par Hyde en 1999 [33] et par Early et al. en 2004 [20], l'imageur de Fresnel nécessite une optique conjuguée de la grille de Fresnel, possédant une distance focale contraire, valant donc :

$$f' \approx -\frac{d^2}{8N\lambda} \quad (4.2)$$

Ce correcteur chromatique peut donc être une grille de Fresnel, possédant le même nombre d'anneaux que la grille primaire, mais de taille réduite correspondant à la taille de la pupille imagée  $d$  par l'optique de champ. Mais introduire une optique diffractive à transmission binaire comme la grille de Fresnel et fonctionnant à l'ordre  $-1$  introduirait une nouvelle perte d'intensité équivalente à l'efficacité de cette seconde grille, soit une efficacité maximum de l'ordre de 5%. De plus, si la grille primaire a été gravée avec un nombre d'anneaux maximum contraint par la largeur minimum du faisceau de découpe, une grille de taille réduite ne pourra pas être usinée et nécessiterait de réduire le nombre d'anneaux des deux grilles, perdant en qualité d'imagerie.

La solution est donc d'utiliser une optique diffractive ayant une efficacité supérieure, voire une efficacité théorique proche de 100% pour conserver le nombre de photons

collectés au point focal d'ordre 1 de la grille primaire. Cette solution est donc une optique blazée, du genre lentille de Fresnel dont les sections sont cophasées.

### 4.1.2 La lentille de Fresnel blazée

La lentille de Fresnel, ou lentille à échelons, est une optique imaginée par Augustin Fresnel en 1822 [26]. Ce système visait à remplacer les miroirs paraboliques utilisés dans les phares dont les revêtements absorbaient environ 50 % de la luminosité fournie par la source. Le système optique, permettant de projeter les faisceaux issus de la source à l'infini, devait avoir une distance focale très courte, qualité inatteignable par des lentilles plan-convexes classiques de grands diamètres à cause de leur grande épaisseur théorique, et donc très lourdes. Des lentilles trop lourdes seraient ainsi difficiles à hisser en haut des phares avec les technologies de l'époque, de plus le maintien mécanique de telles pièces souvent rotatives serait problématique.

L'idée est de diviser une lentille plan-convexe classique en sections annulaires concentriques, puis de réduire l'épaisseur de chacune de ces sections afin d'obtenir une épaisseur globale plus fine que la lentille plan-convexe d'origine, comme présenté dans la Figure 4.1. La lentille obtenue est alors une lentille de Fresnel, beaucoup plus légère puisque moins volumineuse. Du point de vue de l'optique géométrique, une source éclairant une lentille de Fresnel verra ses faisceaux réfractés de la même manière, avec les mêmes angles, sur le dioptre air-verre et sur le dioptre verre-air, ainsi les faisceaux seront toujours focalisés au point focal.

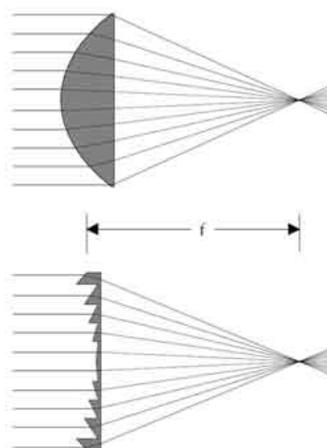


FIGURE 4.1 – Illustration du principe de fractionnement d'une lentille classique en lentille de Fresnel. Géométriquement, cela fonctionne car les faisceaux sont toujours focalisés, mais d'un point de vue d'optique ondulatoire, l'efficacité n'est pas maximisée car rien n'assure que les faisceaux soient cophasés au point focal.

Mais du point de vue de l'optique ondulatoire, le problème est plus complexe. En effet, si le découpage des sections est aléatoire alors il est possible que les faisceaux arrivant au point focal ne soient plus cophasés, comme c'était le cas avec une lentille classique, causant alors une combinaison incohérente des différents faisceaux entre eux, et par là une réduction significative de la qualité de la PSF : addition en amplitude complexe des PSF provenant des différents anneaux. Afin de maximiser cette efficacité, il faut alors veiller à ce que la phase au point focal soit la même que dans le cas d'une ouverture pleine. Méthodologiquement, il faut ainsi que les différences d'épaisseur des différentes sections soient un multiple de  $\frac{\lambda_b}{n-1}$ ,  $\lambda_b$  étant la longueur d'onde pour laquelle on souhaite optimiser la focalisation,  $n$  étant l'indice de réfraction du matériau composant la lentille (voir Figure 4.2), permettant de conserver le déphasage d'origine. Cela aura bien pour conséquence de produire une interférence constructive maximale au point focal. J'appellerai ces lentilles de Fresnel qui maximisent l'efficacité des *lentilles de Fresnel blazées cophasées*. On les qualifie parfois juste de *blazées* car les facettes des anneaux sont d'orientations parallèles à la surface de la lentille simple dont la focale (réfractive) serait la même que la focale (diffractive) d'un réseau zoné de même taille et de même nombre d'anneaux. C'est par analogie avec les réseaux linéaires blazés dont les facettes des sillons réfléchissent les rayons (optique géométrique) dans la même direction que celle vers laquelle la diffraction renvoie la lumière à la longueur d'onde d'utilisation.

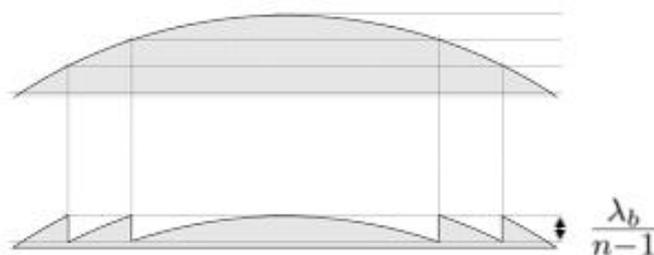


FIGURE 4.2 – Illustration du principe de fractionnement d'une lentille classique en lentille de Fresnel blazée cophasée. L'épaisseur est diminuée par un multiple de  $\frac{\lambda_b}{n-1}$  pour la longueur d'onde de blaze  $\lambda_b$  lors du passage d'un anneau au suivant. Les fronts d'onde des différents anneaux différent entre eux d'exactly  $\lambda_b$  et vont interférer positivement au foyer.

Ainsi la géométrie d'une telle lentille est optimisée pour une longueur d'onde donnée. La hauteur maximum séparant deux sections consécutives vaut donc  $\frac{\lambda_b}{n-1}$  avec  $\lambda_b$  la longueur d'onde pour laquelle la lentille de Fresnel est optimisée. J'appellerai cette longueur la *hauteur de blaze*. La largeur des sections sera donc conditionnée par cette hauteur de blaze, et par la courbure de la face convexe de la lentille. Cette largeur diminuera du centre vers le bord, tout comme la largeur des anneaux des grilles de Fresnel, car la hauteur de blaze est constante.

Ces lentilles de Fresnel blazées, introduisant des différences de marche entre leurs différentes sections, se comportent alors comme des optiques diffractives. En plus de leur distance focale (réfractive) donnée par leur rayon de courbure, elles ont aussi une

distance focale diffractive à l'ordre 1 qui vaut alors :

$$f_b \approx \frac{d^2}{8N\lambda_b} \quad (4.3)$$

où  $d$  est le diamètre de la surface blazée, et  $N$  le nombre de sections.

En conclusion, l'efficacité est maximale (100 %) à une longueur d'onde donnée  $\lambda_b$ , et diminue d'autant plus que la longueur d'onde de la source s'éloigne de  $\lambda_b$ , comme le montre la Figure 4.3. En effet, pour des longueurs d'onde différentes de  $\lambda_b$ , la hauteur de blaze ne sera plus adaptée car la distance focale diffractive s'éloignera de celle donnée par la courbure de la lentille.

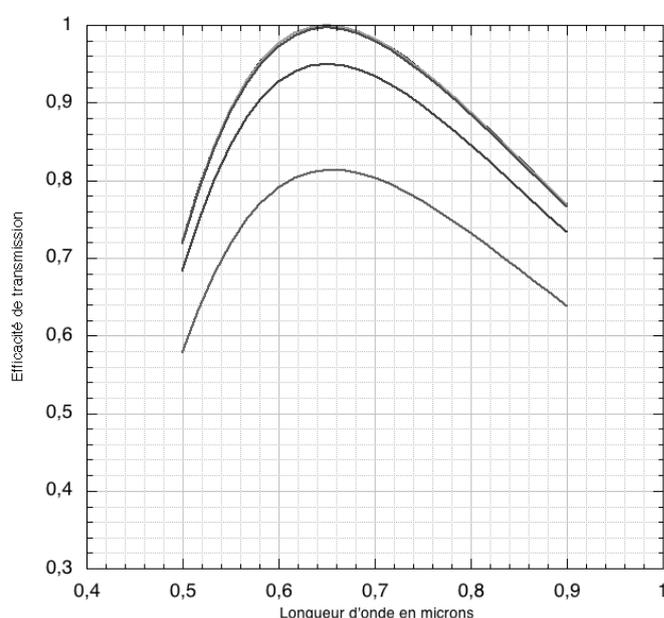


FIGURE 4.3 – Exemple d'efficacité de transmission au point focal d'une lentille de Fresnel blazée en fonction de la longueur d'onde incidente. Cette simulation a été réalisée pour la lentille de Fresnel blazée du prototype d'imageur de Fresnel de Génération I. Le maximum se situe bien à la longueur d'onde de blaze qui valait 650 nm. Les différentes courbes représentent l'efficacité pour différentes qualités de gravure. Du bas vers le haut : 4 niveaux, 8 niveaux, 32 niveaux, 128 niveaux et profil continu (les trois dernières courbes étant quasi-confondues). Crédit : Denis Serre.

### 4.1.3 La lentille de Fresnel blazée pour l'imageur de Fresnel

Pour corriger son chromatisme, l'imageur de Fresnel nécessite une optique réfractive et diffractive de distance focale :

$$f' \approx -\frac{d^2}{8N\lambda} \quad (4.4)$$

avec une efficacité maximale. Cela correspond donc à une lentille de Fresnel blazée divergente (voir Figure 4.4). Durant sa thèse, Denis Serre a calculé le profil optique d'une telle lentille fonctionnant en transmission. Puis elle a été gravée par abrasion ionique dans une lame à faces parallèles en silice fondue, ce matériau ayant un taux de transmission maximal dans les longueurs d'onde du visible.

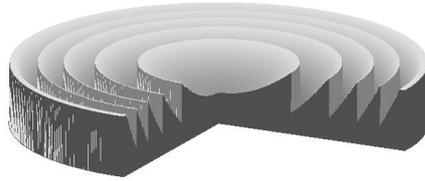


FIGURE 4.4 – Exemple de lentille de Fresnel blazée divergente pour une efficacité maximale à l'ordre  $-1$  de diffraction. Cette illustration montre une lentille formée de 5 sections seulement, mais il y a respectivement 116, 696 et 320 de ces sections dans les prototypes de Génération I, II et UV. Il y en aura quelques milliers pour une optique diffractive de grande taille dans le cadre d'une mission nominale. Crédits : Denis Serre.

Cet usinage a été réalisé par Silios Technologies, entreprise localisée dans les Bouches-du-Rhône. Elle est spécialisée dans la fabrication de masques de phase et de réseaux diffractifs sur mesure, en particulier à destination des applications pour l'astronomie et le spatial. Je présenterai la technologie utilisée par la suite.

Ce qu'il faut retenir est que cette gravure a été réalisée dans un substrat à faces parallèles, et la technique a contraint de devoir discrétiser en marches horizontales la courbure des différentes sections de la lentille de Fresnel blazée, comme le montre la Figure 4.5. Cette discrétisation a pour conséquence d'abaisser l'efficacité de transmission comme nous l'avons vu dans la Figure 4.3.

Cette première lentille de Fresnel blazée avait les caractéristiques présentées dans le Tableau 4.1. Le nombre de sections est le double du nombre d'anneaux de la grille primaire, afin que la correction chromatique soit effective dans tout le plan pupille. En effet la grille possède 58 anneaux du centre aux bords, soit 116 anneaux du centre aux coins. Le diamètre efficace de la lentille a été conditionné par le diamètre de la grille primaire et la focale de l'optique de champ. Le déphasage au centre est identique à celui de la grille primaire afin que les deux optiques diffractives soient parfaitement conjuguées.

## 4.2 Conception du miroir de Fresnel pour le prototype UV

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, afin de ne travailler qu'en réflexion pour supprimer les milieux pouvant absorber et diffuser l'UV, il est nécessaire de concevoir un correcteur chromatique fonctionnant en réflexion : un miroir de Fresnel blazé, sur le même principe que la lentille de Fresnel blazée, mais qui en plus doit permettre

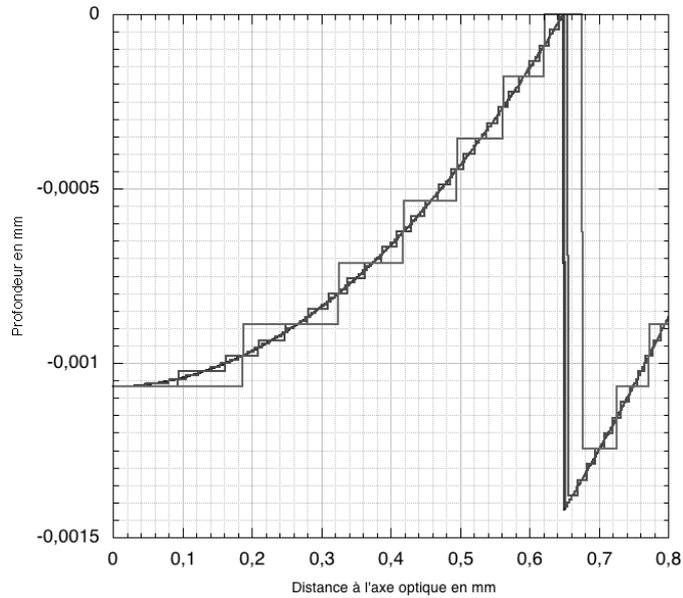


FIGURE 4.5 – Exemple de discrétisation en marches de la courbure d’une lentille de Fresnel blazée. On peut voir le profil discrétisé sur 8, 32 et 128 niveaux, ainsi que le profil continu quasi-confondu avec ce dernier. Crédit : Denis Serre.

TABLEAU 4.1 – Caractéristiques de la lentille de Fresnel blazée usinée pour le prototype de Génération I.

Longueur d’onde de blaze $\lambda_b$	600 nm
Nombre de sections $N$	116
Diamètre efficace $d$	16,054 mm
Déphasage au centre $\alpha$	3/4
Largeur de la section la plus large	600 $\mu\text{m}$
Largeur de la section la plus étroite	35 $\mu\text{m}$
Nombre de niveaux	128

de refocaliser l'image finale grâce à une courbure adaptée.

#### 4.2.1 Caractéristiques et profil du miroir de Fresnel blazé

Tout d'abord nous souhaitons une efficacité maximum pour la longueur d'onde minimum  $\lambda = 260$  nm, ce sera donc la longueur de blaze  $\lambda_b$ . Le nombre de sections doit correspondre au nombre d'anneaux de la grille primaire du centre aux coins, soit 320 sections. Le déphasage au centre est le même que celui de la grille utilisée,  $\alpha = 3/4$ . Son diamètre vaut celui de la pupille image, calculé par simple formule de conjugaison appliquée à l'image de la grille de Fresnel par l'optique de champ. Les différentes caractéristiques sont résumées dans le Tableau 4.2.

TABLEAU 4.2 – Caractéristiques du miroir de Fresnel blazé pour le prototype UV.

Longueur d'onde de blaze $\lambda_b$	260 nm
Nombre de sections $N$	320
Diamètre efficace $d$	16 mm
Déphasage au centre $\alpha$	3/4

À partir de ces valeurs, nous pouvons calculer la distance focale du miroir à l'ordre  $-1$  de diffraction dû à la blaze :

$$f_b = -\frac{d^2}{8N\lambda} = 0,385 \text{ m} \quad (4.5)$$

La distance focale du miroir est négative car c'est une optique divergente, dont les différentes sections du miroir sont convexes. Le rayon de courbure des différentes sections du miroir blazé vaut alors  $R_b = -0,77$  m.

À partir de ces données, on peut alors aisément calculer le profil de ce miroir de Fresnel blazé. Sur la Figure 4.6, on remarque que la profondeur maximale vaut bien  $\lambda_b/2$ . On peut mesurer la largeur de la section la plus large (la seconde à partir du centre) qui vaut  $277 \mu\text{m}$ , et celle de la section la plus étroite (la dernière) qui vaut  $12 \mu\text{m}$ .

#### 4.2.2 Combinaison avec la courbure de refocalisation

À ce miroir de Fresnel blazé, nous souhaitons ajouter une concavité afin que l'image finale soit refocalisée dans le plan du détecteur par la même optique. Le choix de la courbure de la concavité doit être faite en fonction de la distance à laquelle on souhaite former l'image finale, suffisamment loin pour que le détecteur n'obstrue pas le faisceau entre l'optique de champ et le miroir de Fresnel (voir Figure 3.12), et pour que la taille physique du resel soit supérieure à la taille du pixel du détecteur.

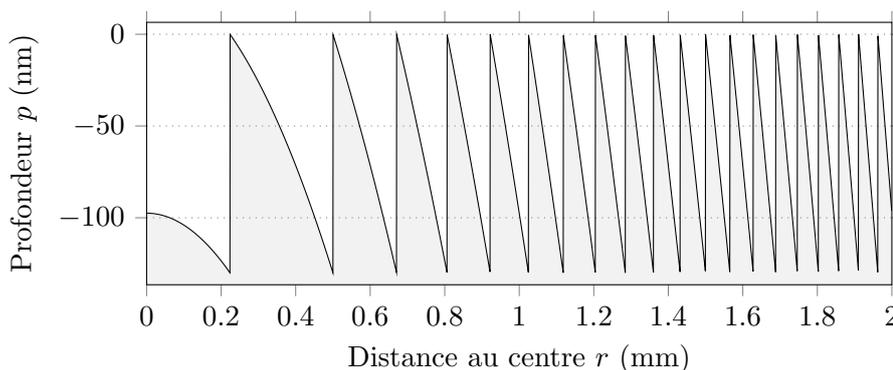


FIGURE 4.6 – Profil du miroir de Fresnel blazé pour le prototype UV (hors courbure de refocalisation). Seuls les deux premiers millimètres à partir du centre sont représentés pour plus de clarté. On discerne bien les 21 premières sections.

Nous avons choisi un rayon de courbure valant  $R_c = 0,56$  m. Cela correspond à un miroir sphérique de focale  $f = 0,28$  m (voir Figure 4.7). Un tel miroir possède une profondeur maximale, autrement appelée *flèche*, calculable par la formule suivante :

$$p_{max} = \frac{d^2}{8R_c} = 57,14 \mu\text{m} \quad (4.6)$$

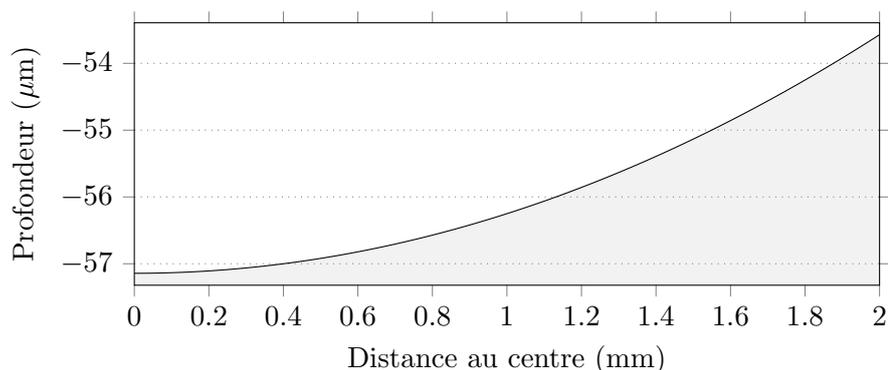


FIGURE 4.7 – Profil du miroir sphérique correspondant à la refocalisation désirée. Seuls les deux premiers millimètres à partir du centre sont représentés.

En confondant le centre optique de ces deux miroirs, on peut ajouter les deux profils afin d'obtenir celui du miroir de Fresnel blazé concave. Le profil résultant est présenté dans la Figure 4.8. La profondeur maximale est alors de  $57,24 \mu\text{m}$ . On peut déduire le rayon de courbure résultant par la formule suivante :

$$R_r = \left( \frac{1}{R_b} + \frac{1}{R_c} \right)^{-1} = 2,05 \text{ m} \quad (4.7)$$

Ce rayon de courbure est le même pour toutes les sections. La hauteur des discontinuités entre les différentes sections est toujours de  $\lambda_b = 130$  nm.

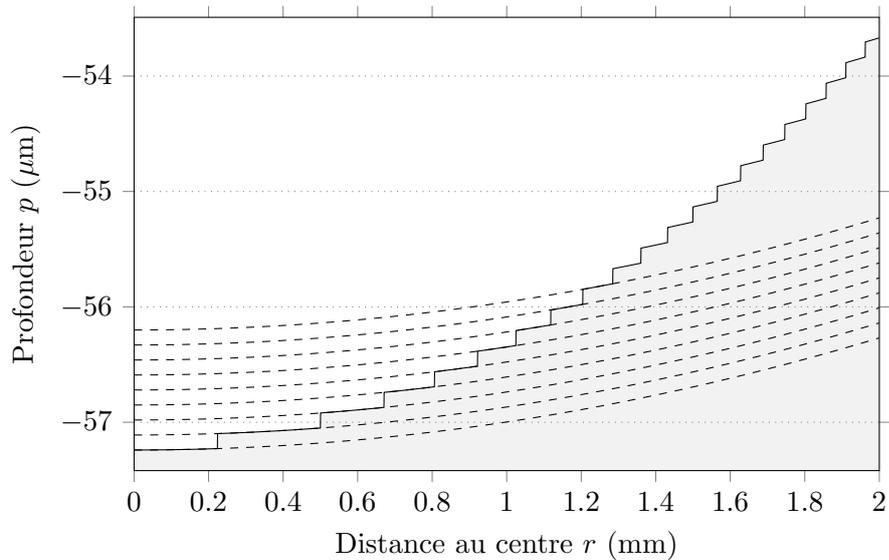


FIGURE 4.8 – Profil du miroir de Fresnel blazé pour le prototype UV. Seuls les deux premiers millimètres à partir du centre sont représentés pour plus de clarté. On discerne bien les 21 premières sections, et que chacune d’elles possède le même rayon de courbure  $R_r = 2,05$  m (prolongement pointillé).

### 4.3 Gravure du miroir de Fresnel blazé concave

#### 4.3.1 Méthode de gravure utilisée par Silios Technologies

Maintenant que le profil de la pièce optique a été calculé, il nous faut trouver la technologie pour la produire. Les méthodes classiques pour graver les lentilles de Fresnel sont la gravure mécanique par diamant et la gravure par abrasion ionique. Les techniques de gravure par diamant sont limitées en termes de précision, de par la largeur et la position du diamant lui même, mais aussi par le déplacement vertical du diamant. En effet la différence de hauteur entre les différentes marches est de 130 nm précisément. Un écart sur cette valeur risquerait de réduire l’efficacité optique de la pièce en défocalisant la lumière du faisceau sur le plan image final, et donc de créer de la lumière parasite.

Afin de réaliser cette pièce nécessitant une telle précision nanométrique, nous avons alors fait de nouveau confiance à Silios Technologies, l’entreprise qui avait déjà réalisé les premières lentilles de Fresnel blazées. En effet ils possèdent le matériel, la technique, et l’expérience pour graver ce genre de micro-optiques. Voici une brève description des méthodes qu’ils utilisent.

### **Abrasion ionique**

La technique utilisée est la gravure par abrasion ionique. Cette méthode de gravure, dite “physique” ou “sèche”, a la particularité d’être anisotrope, contrairement à des gravures chimiques pouvant être isotropes. Ainsi il est donc possible de creuser un substrat verticalement, en respectant un motif voulu. Ce motif sera gravé par photo-lithographie. L’inconvénient majeur de cette méthode est l’endommagement de la qualité optique du substrat, car le bombardement d’ions forment de nombreuses irrégularités à la surface. Nous mettrons en effet en évidence ces rugosités par la suite grâce à la microscopie à force atomique (AFM) sur notre miroir après usinage.

### **Photo-lithographie**

La photo-lithographie est une méthode permettant la gravure sélective de zones sur une surface donnée. Les zones ne devant pas être gravées sont protégées par une résine photosensible, devenant soluble quand elle est exposée à un rayonnement donné (généralement de l’UV). Ainsi la résine est d’abord répartie uniformément sur le substrat, puis à l’aide de masques, on expose uniquement les zones à ne pas protéger la rendant alors soluble, puis on élimine la résine exposée par dissolution. Après cette étape, il est alors possible d’attaquer le substrat par abrasion ionique sur toute la surface, la résine restante protégeant les zones à ne pas graver. Cette méthode était initialement destinée à l’industrie du semi-conducteur, pour la fabrication de composants électroniques.

### **Gravure cumulative**

Nous avons vu précédemment que les lentilles de Fresnel blazées des premiers prototypes ont été gravées par les méthodes précédentes, mais nécessitaient de discrétiser en “marches” de hauteurs égales le profil continu désiré. En effet, comme nous pouvons le voir dans la Figure 4.9, ces méthodes s’appliquant à des substrats initialement plats, on ne peut pas graver de pentes continues. Le nombre de niveaux permettant de discrétiser le profil continu dépend du nombre d’étapes de gravure que l’on va réaliser. Afin de minimiser le nombre d’étapes, le nombre de niveaux vaut  $2^n$ , avec  $n$  le nombre d’étapes. Plus ces étapes sont nombreuses, plus le profil discret se rapproche du continu, mais plus le coût de fabrication est élevé.

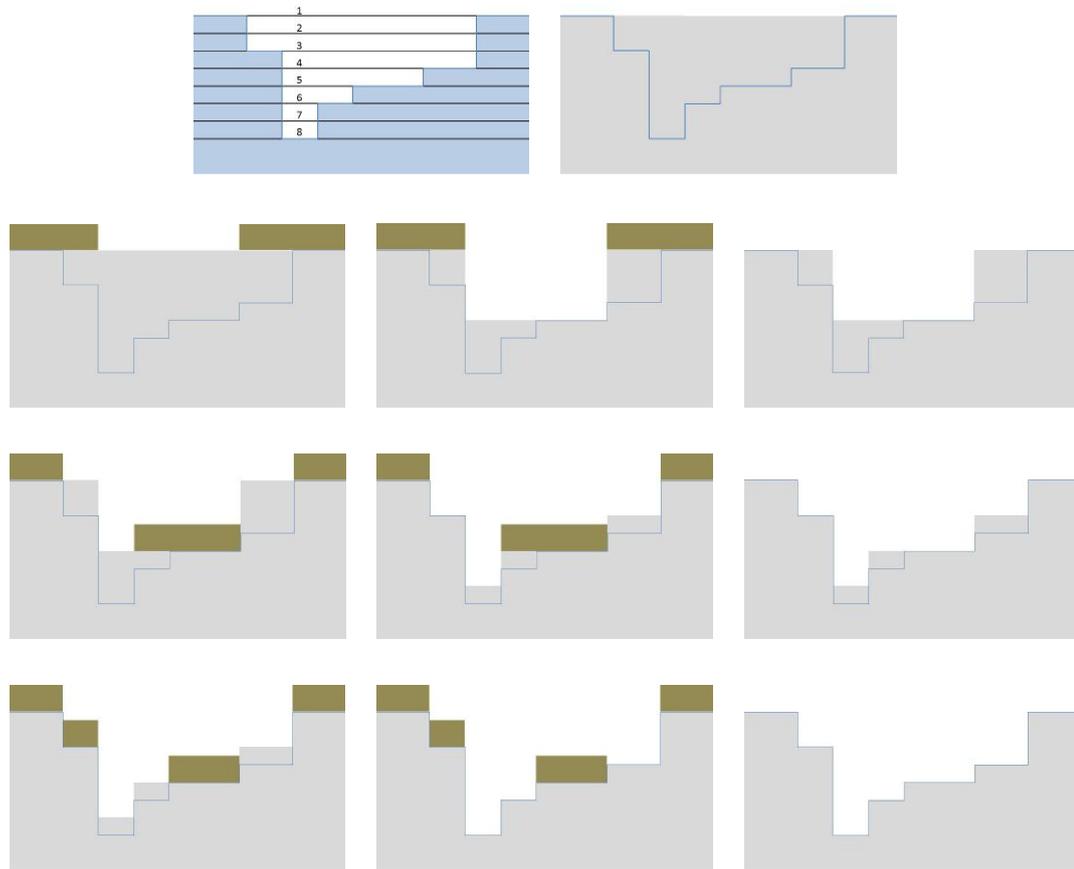


FIGURE 4.9 – Principe de gravure cumulative sur  $2^3 = 8$  niveaux, qui sera donc réalisée en trois étapes. Le substrat est en gris, et la résine déposée par photo-lithographie en marron. Pour chaque étape, la résine est déposée sur des zones précises par photo-lithographie, puis l'abrasion ionique creuse le substrat, et enfin la résine est éliminée. *Première ligne* : Le profil à graver est d'abord discrétisé en 8 niveaux. *Seconde ligne* : Première étape qui vise à creuser une épaisseur de 4 niveaux. *Troisième ligne* : Seconde étape qui vise à creuser une épaisseur de deux niveaux. *Quatrième ligne* : Dernière étape qui vise à creuser l'épaisseur d'un seul niveau pour atteindre le profil discret final. Source : Silios Technologies.

### 4.3.2 Trois processus de gravure étudiés

#### Gravure sur surface plane

Cette première méthode est celle que je viens de décrire. On discrétise le profil continu, et le motif est gravé sur un substrat plat. Silios Technologies a toujours appliqué cette méthode, et cela vaut aussi pour les lentilles de Fresnel blazées précédentes. Celles qui possèdent la meilleure efficacité ont été gravées sur 128 niveaux, ce qui correspond à 7 étapes. Pour le prototype de Génération 1 par exemple, la profondeur maximum à graver était de  $1,42 \mu\text{m}$ <sup>1</sup>. Cela revient à discrétiser la profil en 128 niveaux de 11,2 nm.

Pour ce prototype UV, le miroir de Fresnel doit être gravé à une profondeur allant jusqu'à  $57,24 \mu\text{m}$ . Discrétisée sur 128 niveaux, la précision de la gravure serait alors de 450,7 nm, soit plus que la hauteur de blaze. La blaze serait alors inefficace, le chromatisme ne serait pas corrigé. Pour une optique de qualité, on requiert généralement une précision de surface de l'ordre de  $\lambda/10$ , et en réflexion cela correspond à une qualité de surface de l'ordre de  $\lambda/20$ . Voulant une efficacité maximum à 260 nm, on souhaite alors une précision de 13 nm. Cela nécessiterait alors une discrétisation du profil sur un minimum de 4403 niveaux, soit une gravure en un minimum de 13 étapes, ce qui coûterait bien plus cher, et serait irréalisable techniquement car on ne peut pas ajuster 13 masques à la précision requise.

De plus, la section la plus étroite à graver sur le bord du miroir étant d'une largeur de  $12 \mu\text{m}$ , il faudrait que les motifs les plus étroits des masques de photo-lithographie fassent  $5,45 \text{ nm}^2$ . Seulement Silios Technologies ne peut pas proposer de motifs de masques inférieurs à  $2 \mu\text{m}$ . Il est important de noter que ce motif minimum est élargi à  $3 \mu\text{m}$  si le motif à graver est à une profondeur supérieure à  $20 \mu\text{m}$ .

Quand nous sommes arrivés à la conclusion de l'impossibilité de graver un tel miroir avec les technologies de gravure par abrasion ionique actuelles, j'avais commencé à investiguer sur les possibles technologies utilisant la gravure par diamant et leurs limites, en particulier auprès de Jenoptik, groupe d'opto-électronique basé à Iéna en Allemagne. Encore une fois, ces technologies ne permettaient pas d'atteindre la précision voulue.

J'ai alors proposé aux collaborateurs de Silios Technologies si nous pouvions tenter la gravure sur surface courbe, ce qu'ils n'avaient jamais fait auparavant. Pareillement, ils n'avaient jamais réalisé de gravures plus profondes que  $10 \mu\text{m}$  par abrasion ionique. C'était donc un défi technologique risqué, qu'ils ont accepté d'étudier puis de réaliser avec Laurent Koechlin et moi-même.

---

<sup>1</sup>En effet, on peut calculer la profondeur maximum par  $\frac{\lambda_b}{n-1} = \frac{0,65}{1,4565-1} = 1,42 \mu\text{m}$ .

<sup>2</sup>A cette échelle, on peut considérer que la pente est droite, et le motif le plus étroit se calcule simplement par  $\frac{12000}{2202} = 5,45 \text{ nm}$ .

### Gravure sur surface sphérique correspondant à la courbure de refocalisation

En voulant graver dans une surface concave, la première solution venant à l'esprit est d'appliquer la même méthode que précédemment, qui consiste alors à graver le profil du miroir de Fresnel blazé, directement dans le profil de miroir sphérique servant à la refocalisation. C'est à dire graver le profil présenté dans la Figure 4.6, directement dans le profil présenté dans la Figure 4.7.

Ainsi le substrat ne doit pas être plan, mais doit présenter une concavité de 16 mm de diamètre, avec un rayon de courbure valant  $R_c = 0,56$  m, ce qui correspond à une flèche de  $57,14 \mu\text{m}^3$ . Le profil à graver possède une profondeur maximum de 130 nm ce qui est faisable avec un pas de 10 nm en 13 niveaux, soit en 4 étapes seulement.

Mais nous rencontrons alors toujours le problème de discrétisation pour les marches les plus étroites. La section la plus étroite de  $12 \mu\text{m}$  requiert des motifs de masque d'une largeur de 923 nm, inférieure à la largeur minimum de  $2 \mu\text{m}$ . Cette solution n'est donc pas envisageable sauf si les dernières sections à graver sont au maximum sur 6 niveaux. C'est ainsi que j'ai eu l'idée de la dernière solution qui permet de graver toutes les sections en un seul niveau.

### Gravure sur surface sphérique correspondant à la courbure finale

Comme nous l'avons vu dans la Figure 4.8, chaque section du profil du miroir de Fresnel blazé concave possède le même rayon de courbure que nous avons déjà calculé :  $R_r = 2,05$  m. C'est pourquoi il est possible de graver le profil présenté dans la Figure 4.10 dans une surface concave de rayon de courbure valant  $R_r$ .

Ce profil a l'avantage de ne présenter que des sections déjà planes, qui n'ont pas à être discrétisées. Ainsi la pente de chacune des sections sera théoriquement parfaite, et l'efficacité théorique à 260 nm sera de 100 %. Ce profil est composé de 320 sections planes, nécessitant donc une gravure cumulative en 9 étapes. Chaque niveau est d'une hauteur de 130 nm, c'est pourquoi la profondeur maximum de ce profil est de  $41,6 \mu\text{m}$ . Le motif le plus étroit à graver est de  $12 \mu\text{m}$  et est bien supérieur à la largeur minimum possible de  $2 \mu\text{m}$ . La Figure 4.11 est un exemple de masque de gravure correspondant ici à la seconde étape, dont l'anneau le plus étroit a une largeur  $24 \mu\text{m}$ .

L'inconvénient d'une telle méthode est que la profondeur maximale à graver est de  $41,6 \mu\text{m}$  alors que Silios Technologies ne grave jamais à une profondeur supérieure à  $10 \mu\text{m}$ , puisque qu'une précision et une qualité de surface de l'ordre de 10 nm n'est plus assurée. Comme dit précédemment, l'abrasion ionique a le défaut de créer des irrégularités de surface. Silios Technologies a quand même voulu tenter l'expérience, mais nous

---

<sup>3</sup>Calcul de la flèche :  $p_{max} = \frac{d^2}{8R_c} = \frac{16 \times 10^{-3}}{8 \times 0,56} = 57,14 \times 10^{-6}$  m.

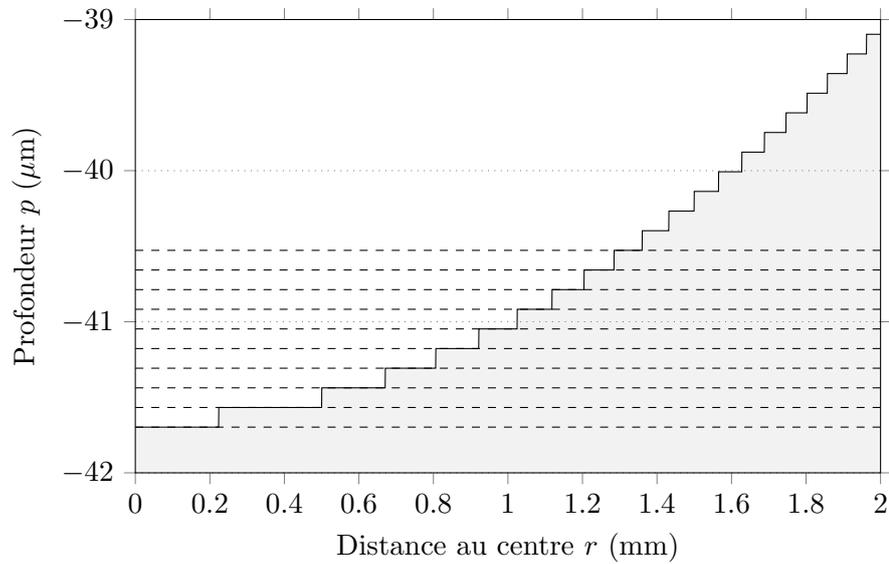


FIGURE 4.10 – Profil le plus simple à graver dans une surface concave pour obtenir le miroir de Fresnel blazé concave pour le prototype UV. Cette surface concave doit avoir un rayon de courbure initial valant  $R_r = 2,05$  m. Seuls les deux premiers millimètres à partir du centre sont représentés pour plus de clarté. On discerne bien les 21 premières sections planes à graver (prolongements pointillés) séparée d’une hauteur de 130 nm.

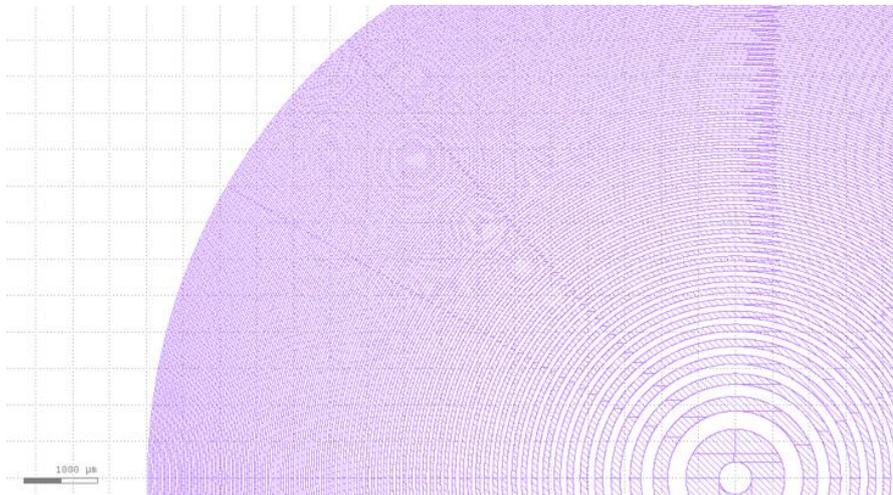


FIGURE 4.11 – Échantillon du second masque de gravure pour le miroir de Fresnel. L’anneau le plus étroit a une largeur  $24 \mu\text{m}$ . Crédits : Silios Technologies.

assurant seulement une précision et une qualité de surface comprise entre 10 nm et 60 nm, le temps d'attaque ionique étant beaucoup plus long.

### 4.3.3 Contraintes d'usinage et conséquences

Nous avons donc choisi cette dernière méthode pour l'usinage du miroir de Fresnel blazé concave. Puisque c'est la première fois que Silios Technologies a gravé une surface concave, et même la première gravure de ce type sur une surface concave à notre connaissance, nous avons fait réaliser des contrôles de surface pour voir la qualité de gravure et de surface entre chaque étape.

Les premières lentilles de Fresnel blazées étaient réalisées en silice fondue, car c'est un matériau qui a une très bonne transmission dans le visible et même dans le proche UV. Maintenant que nous travaillons en réflexion, la qualité de transmission du matériau choisi n'a pas d'importance puisque le substrat recevra un revêtement hautement réfléchissant dans l'UV. Le critère de sélection s'est uniquement basé sur la facilité de gravure du matériau, en vue de la très grande profondeur à creuser. C'est pourquoi Silios Technologies nous a indiqué que le silicium était pour eux le meilleur choix.

Afin de tester le temps de gravure ionique en fonction de la profondeur désirée, Silios Technologies a demandé trois substrats identiques en silicium, présentant la courbure initiale nécessaire de  $R_r = 2,05$  m. Pour usiner ces substrats, nous avons fait appel à Optique Fichou pour cette commande. Le rayon de courbure initial devant valoir  $R_r = 2,05$  m sur 16 mm de diamètre, les substrats avant gravure présentaient déjà une profondeur maximale valant  $15,61 \mu\text{m}^4$ .

Les conditions de gravure sur une surface concave n'étant pas aussi optimales que sur un substrat plat, Silios Technologies nous a chiffré les différentes incertitudes relatives à cet usinage :

- Tout d'abord, la précision de gravure en profondeur est de l'ordre de 10 nm pour des gravures réalisées à moins de  $10 \mu\text{m}$  de la surface, et entre 10 nm et 60 nm au delà. Une différence de hauteur par rapport au profil désiré aura un impact sur la quantité de lumière diffusée hors de l'ordre 1 de diffraction (inadaptation de la hauteur de marche à la longueur d'onde centrale), mais pas sur la qualité de correction du chromatisme en considérant que la pente de chaque section est identique à celle de la courbure initiale. En reprenant la Figure 4.3, si la hauteur de blaze diffère légèrement de celle désirée mais est uniforme sur tout le miroir, cela ne fera que décaler l'efficacité avec un maximum de 100 % pour la longueur d'onde valant le double de cette hauteur. Si la hauteur de blaze diffère d'un point à un autre du miroir de Fresnel, cela provoquera un élargissement du pic d'efficacité

---

<sup>4</sup>Calcul de la flèche :  $p_{max} = \frac{d^2}{8R_r} = \frac{16 \times 10^{-3}}{8 \times 2,05} = 15,61 \times 10^{-6}$  m.

en fonction de la longueur d'onde et une augmentation de la lumière diffusée.

- La gravure étant très profonde, Silios Technologies ne pouvaient pas chiffrer la qualité de surface, surtout pour les régions proches du centre qui devront subir une gravure allant jusqu'à  $41,6\ \mu\text{m}$ . On supposait juste qu'elles seraient plus importantes au centre qu'aux bords. Mais ces rugosités pourront être aplanies au moyen d'un polissage magnéto-rhéologique, comme cela a déjà été fait sur les anciennes lentilles de Fresnel blazé afin de lisser les "marches" de la discrétisation du profil continu.
- Au vu de la profondeur de la pièce finale, la transition entre deux sections sera au maximum de  $4\ \mu\text{m}$ , et l'alignement de masques des différentes étapes de gravure aura une précision de position de l'ordre de  $\pm 2\ \mu\text{m}$ . En effet, les masques des différentes étapes doivent être alignés au mieux pour que les sections aient la bonne largeur, au risque de perdre de l'efficacité (voir Figure 4.12). Cela aura pour conséquences de réduire l'efficacité de focalisation et l'énergie manquante se retrouvera en dehors du lobe central de la PSF, mais cette incertitude serait la même pour une gravure sur substrat plan.

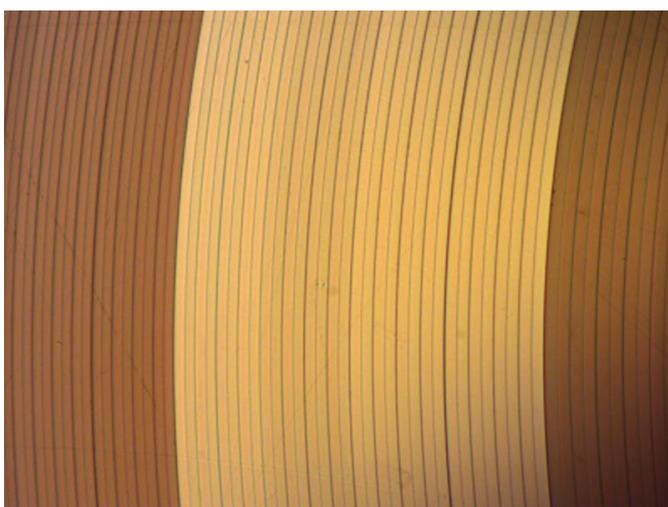


FIGURE 4.12 – Exemple de dépôt de résine pour la sixième étape correctement aligné sur les motifs déjà gravés avant. Crédits : Silios Technologies.

Cette gravure s'est finalement faite en 10 étapes au total, la dernière et la plus profonde ayant été réalisée en deux fois, à cause de la résistance limitée de la résine aux bombardements ioniques. Les premiers retours ont confirmé la présence de fortes rugosités au centre contrairement aux bords bien plus lisses, mais elles n'ont pas été mesurées précisément par Silios Technologies (voir Figure 4.13). En observant l'échantillon (voir Figure 4.14), on peut distinguer trois zones particulières, présentant différentes intensités de rugosité. Ces trois zones sont bien distinctes puisqu'elles correspondent aux motifs des masques présentant les plus grand motifs (masque de l'étape 8 et masque des étapes 9 et

10), qui ont servi aux gravures de plus grande amplitude. Ainsi pour la caractérisation des rugosités, nous étudierons à chaque fois un échantillon de ces trois zones.

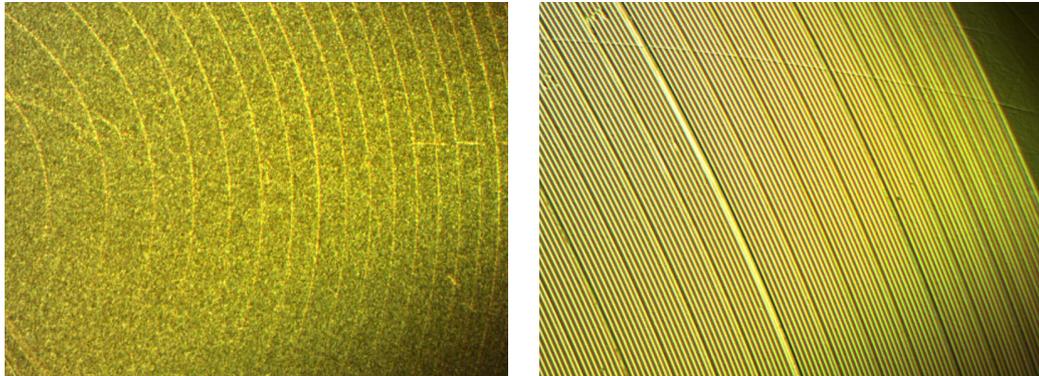


FIGURE 4.13 – Différence de rugosités sur le miroir de Fresnel blazé, entre les zones les plus creusées près du centre (à gauche), et les zones les moins creusées près du bord (à droite). Cette différence est due à la durée d'exposition à l'abrasion ionique bien plus importante près du centre. Ces rugosités ont été mises en évidence par photographie en lumière rasante, mais ne permet pas de mesurer leurs niveaux. Quelques rayures apparaissent sur le miroir, elles proviennent malheureusement des substrats fournis par Optique Fichou, mais leur quantité est assez faible ce qui aura un impact très faible sur l'efficacité. On peut distinguer quelques légers défauts d'alignement sur la photo de droite (irrégularités des sillons) qui doivent être au maximum de  $\pm 2 \mu\text{m}$  selon le cahier des charges. Crédit : Sophie Gautier / Silios Technologies.

### 4.4 Contrôle de surface après gravure

Afin d'analyser la qualité de la surface après gravure, nous avons fait appel aux services du département *Laboratoires & Expertises* (LE) de la sous-direction *Assurance Qualité* (AQ) de la *Direction du Centre spatial de Toulouse* (DCT) du CNES. Les mesures ont été menées par Frédéric Bourcier (CNES) et Jérémie Dhennin (ELEMCA), qui ont eu la gentillesse de les réaliser dans le cadre du projet initialement R&T CNES "Imageur de Fresnel". Afin de vérifier le profil (global) et de caractériser les rugosités (locales), ils ont utilisé les deux méthodes suivantes.

#### 4.4.1 Conformité de la gravure par profilométrie optique

La profilométrie optique est une méthode de mesure de surface sans contact, ce qui évite de l'endommager. Il faut pour cela que la surface à analyser soit suffisamment réfléchissante, ce qui est le cas de notre miroir en silicium. La mesure se fait en une seule fois par l'acquisition d'une série d'images par une caméra CCD, en effectuant un déplacement vertical entre chaque image, ainsi l'acquisition des images est très rapide.



FIGURE 4.14 – Photo du miroir de Fresnel blazé éclairé uniformément. Gravé dans du silicium, le miroir est naturellement très réfléchissant dans le visible. On distingue trois zones d’aspects différents. La zone centrale (zone 1 entourée en rouge, comprenant 64 sections) la plus creusée diffuse fortement la lumière, preuve de forte rugosités. Autour une seconde zone (zone 2 entourée en orange, comprenant 128 sections) diffuse légèrement moins la lumière, et la troisième (zone 3 entourée en vert, comprenant 128 sections) réfléchit parfaitement la lumière.

Concernant l’amplitude de mesure en  $z$  il n’y a pas de limite, ce qui permet de pouvoir mesurer la hauteur des marches par exemple. Du fait qu’il ne s’agit pas d’un dispositif de mesures à balayage, il n’y a pas de mouvements latéraux, ainsi il n’y a pas de décalages en  $x$  ou  $y$  dans l’image. C’est donc idéal pour mesurer des largeurs de marche. Les mesures ont été réalisées par deux méthodes : par interférométrie en lumière blanche et par microscopie confocale, donnant des grossissements différents permettant d’étudier les zones les plus larges au centre et les plus étroites au bord.

Avec cette méthode de mesure, il sera compliqué de caractériser les rugosités car la résolution de l’instrument en  $z$  n’est pas assez fine. Cela est dû au déplacement vertical de l’échantillon, qui ne peut avoir une précision de l’ordre du nanomètre, limitée par la mécanique utilisée pour le déplacement vertical de la CCD. Il en est de même pour la caractérisation en  $x$  et  $y$  des rugosités qui peuvent avoir des dimensions inférieures à la largeur équivalente du pixel de la CCD :  $1,29 \mu\text{m}/\text{pixel}$  pour un grossissement par 10 en interférométrie en lumière blanche, et  $129 \text{ nm}/\text{pixel}$  pour un grossissement par 100 en microscopie confocale. Nous observerons seulement les irrégularités de basses fréquences spatiales avec cette technique.

L’échantillon à analyser étant gravé dans une lame à faces parallèles, si l’axe optique était parfaitement perpendiculaire à la surface sur laquelle est posé l’échantillon, les mesures seraient idéales. En réalité il en est tout autrement, il y a toujours une infime inclinaison, qui induit une inclinaison des mesures. Il est donc nécessaire de corriger ces

mesures, en utilisant au moins trois points connus de même profondeur de l'échantillon, suffisamment non-alignés pour avoir une meilleure correction de cette inclinaison. Selon la zone étudiée, il sera plus ou moins aisé de corriger les mesures.

### Zone 1

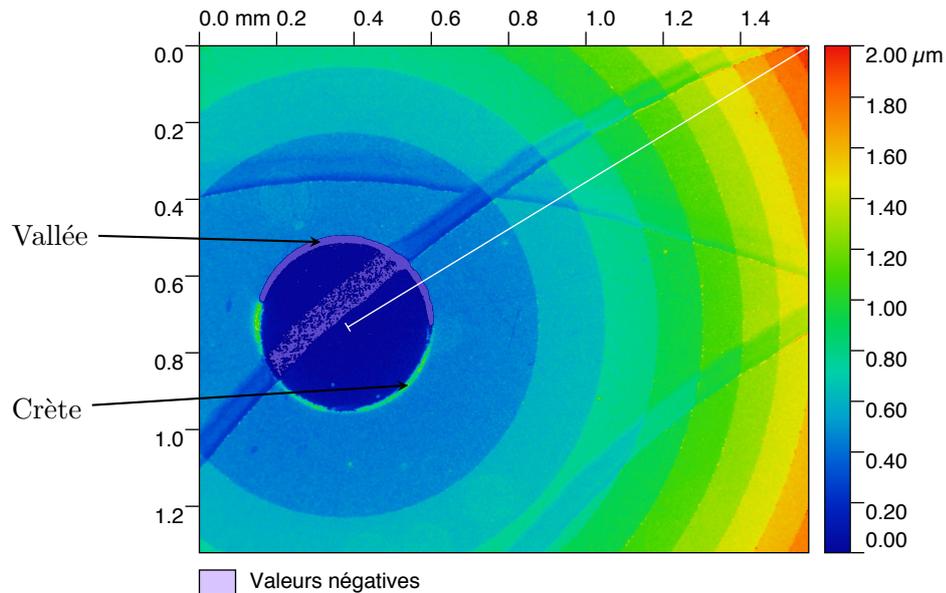


FIGURE 4.15 – Mesure de surface dans la zone 1 du miroir par interférométrie en lumière blanche, après gravure, avec un grandissement par 10. Elle mesure  $1222 \text{ pixels} \times 1024 \text{ pixels}$ , ce qui équivaut à  $1,58 \text{ mm} \times 1,32 \text{ mm}$ . La zone violette au dessus de la première section (valeurs négatives) est une vallée creusée trop profondément à cause d'un défaut d'alignement des masques de gravure. Par complémentarité, on observe une crête au dessous de cette même section. On note aussi la présence de 3 légères rayures (une horizontale et deux diagonales parallèles au segment blanc) qui étaient déjà présentes sur le substrat avant gravure. Le segment blanc est le plan de coupe de la Figure 4.16. Crédit : Jérémie Dhennin / CNES.

Dans la Figure 4.15, on peut voir une mesure du centre du miroir, et dans la Figure 4.16, une coupe sur un demi-axe radial le plus long possible. Dessus sont tracées en bleu les transitions de sections théoriques pour les comparer aux mesures. On identifie clairement la section centrale, on mesure un diamètre approximatif de  $440 \mu\text{m}$  pour un diamètre théorique de  $446 \mu\text{m}$ . La deuxième section à une largeur mesurée d'environ  $280 \mu\text{m}$  pour une largeur théorique de  $277 \mu\text{m}$ . L'échelle de mesure est conforme aux mesures radiales attendues.

Sur la Figure 4.15, on remarque la présence d'une vallée au dessus de la première section – et d'une crête en dessous – au niveau de la transition avec la seconde section. Cela est caractéristique d'un défaut d'alignement des masques de gravures. La largeur

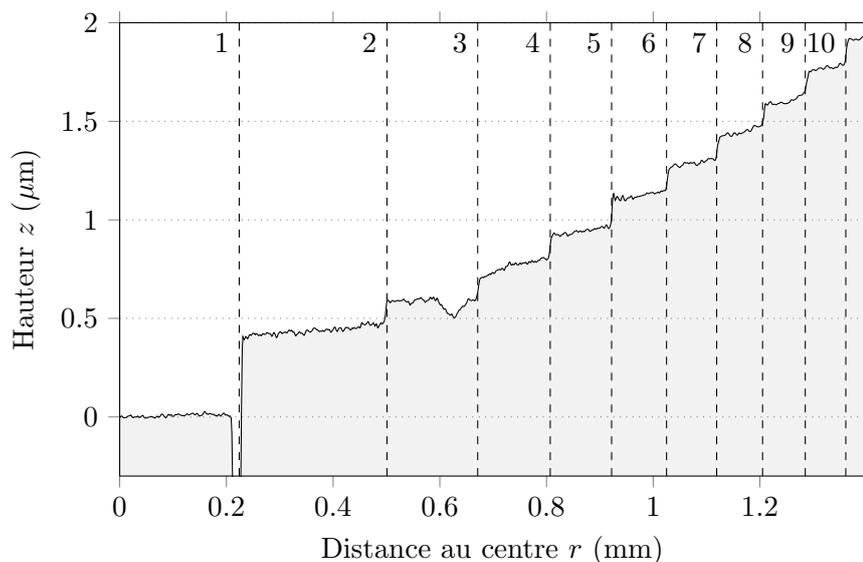


FIGURE 4.16 – Coupe radiale (en trait plein) de la mesure dans la zone 1 du miroir par interférométrie après gravure, présentée dans la Figure 4.15, moyennée sur 20 pixels de large. Les traits pointillés représentent les limites entre les différentes sections théoriques à graver. On remarque la présence de la rayure horizontale de la Figure 4.15 dans la section 3.

radiale maximum de ces défauts est de  $20 \mu\text{m}$ , alors que le désalignement devait être de  $\pm 2 \mu\text{m}$  maximum.

On note sur cette même image que la pièce présente de légères rayures, qui étaient déjà présentes avant la gravure par attaque ionique car la profondeur est constante par rapport au niveau des marches. D’après la colorisation donnant la hauteur de la surface, on peut estimer une profondeur maximum des rayures d’environ  $130 \text{ nm}$ .

Afin d’estimer plus précisément la hauteur des marches, il est d’usage de tracer un histogramme de l’image, c’est-à-dire de tracer le nombre de pixels appartenant à un intervalle selon  $z$  en fonction de  $z$ . Cette méthode est réalisée dans la Figure 4.17. Ainsi on peut relever les maxima locaux correspondant aux altitudes moyennes de chaque zone de Fresnel. Ces maxima s’apparentent à des distributions gaussiennes en prenant en compte les pentes, les rugosités, et les bruits de mesure. Certains pics sont de plus grande intensité car l’image, qui est rognée, présente une plus grande surface pour certaines zones, alors qu’en théorie elles ont la même surface, exceptée la première en fonction de l’offset (cf. 2.10).

L’écart entre chacun des ces maxima est la somme de la hauteur de blaze (ici constante à  $130 \text{ nm}$  en théorie) et de la contribution de la courbure (quasi-négligeable dans la zone 1 proche du centre), en considérant que le niveau de l’échantillon ait bien été calibré. Entre la section 2 et la section 8 on observe une hauteur de blaze moyenne

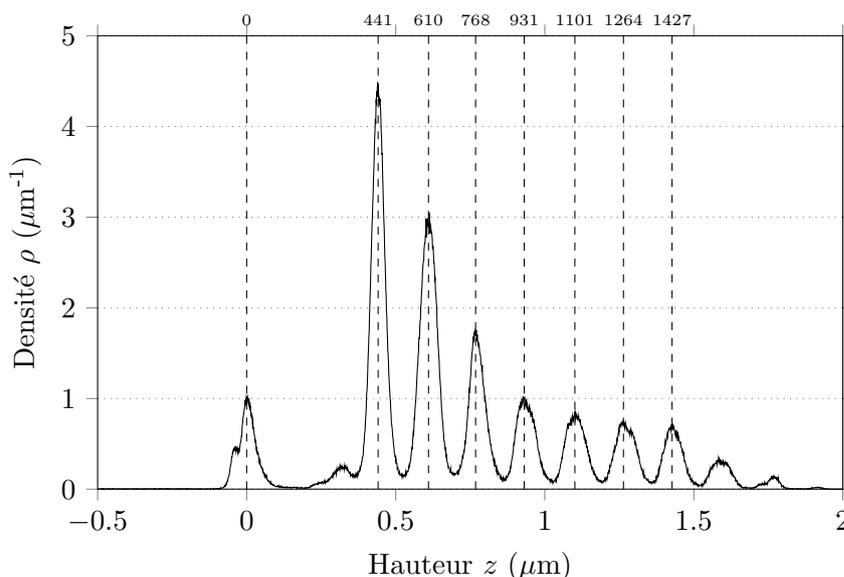


FIGURE 4.17 – Histogramme de la mesure dans la zone 1 du miroir par interférométrie après gravure, présentée dans la Figure 4.15. Les traits pointillés représentent les maximums locaux, et correspondent à la hauteur moyenne des différentes marches.

de 164,3 nm, bien supérieure à 130 nm, mais cet écart de 34,3 nm est en accord avec la précision de gravure verticale fournie par Silios Technologies peut aller jusqu'à 60 nm. Sur cette image la calibration est chose aisée, car nous avons accès à différents points de même niveau suffisamment non-alignés, puisque nous pouvons voir la quasi-totalité de la section 2. On remarque que la section 1 est beaucoup plus profonde qu'espéré. Cela est probablement dû à une abrasion ionique trop importante dans cette zone, et peut s'expliquer par la tendance des ions n'ayant pas attaqué la surface au premier contact, à se diriger vers les puits déjà existants. On observera ce phénomène à une autre échelle par la suite.

## Zone 2

La Figure 4.18 présente une mesure de surface réalisée à mi-chemin entre le centre et le bord, ce qui équivaut à la zone 2 que nous avons définie précédemment. Nous remarquons une certaine régularité dans le motif, en termes de largeurs de sections, ce qui est normal à partir d'un grand nombre de sections. À première vue on peut aussi noter deux irrégularités en forme de crêtes au niveau de deux transitions de sections (aux abscisses 0,07 mm et 0,24 mm), toujours dues à un défaut d'alignement des masques photo-lithographiques.

Dans la Figure 4.19, qui présente une coupe de la mesure précédente, nous distinguons

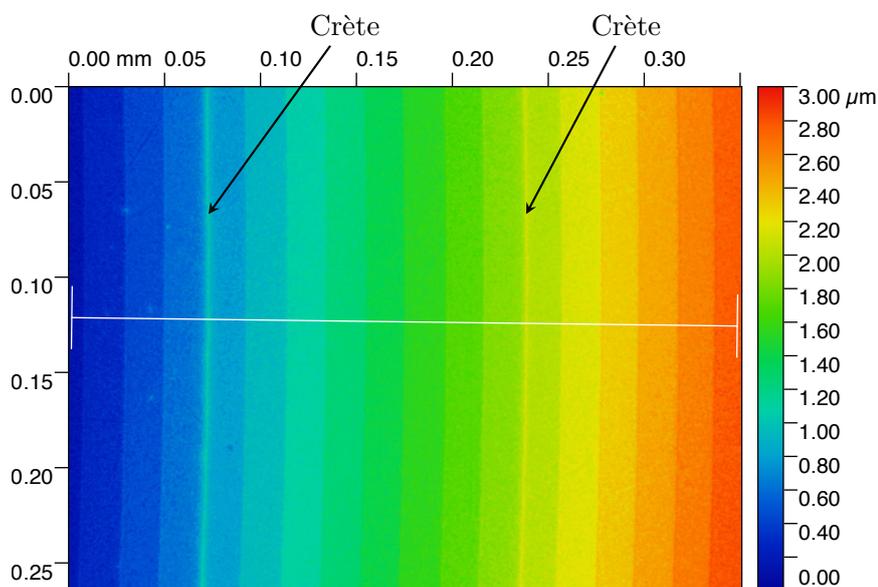


FIGURE 4.18 – Mesure de surface dans la zone 2 du miroir par microscopie confocale, après gravure, avec un grandissement par 50. Elle mesure  $1360 \text{ pixels} \times 1024 \text{ pixels}$ , ce qui équivaut à  $351 \mu\text{m} \times 264 \mu\text{m}$ . Le segment blanc est le plan de coupe de la Figure 4.19. Crédit : Jérémie Dhennin / CNES.

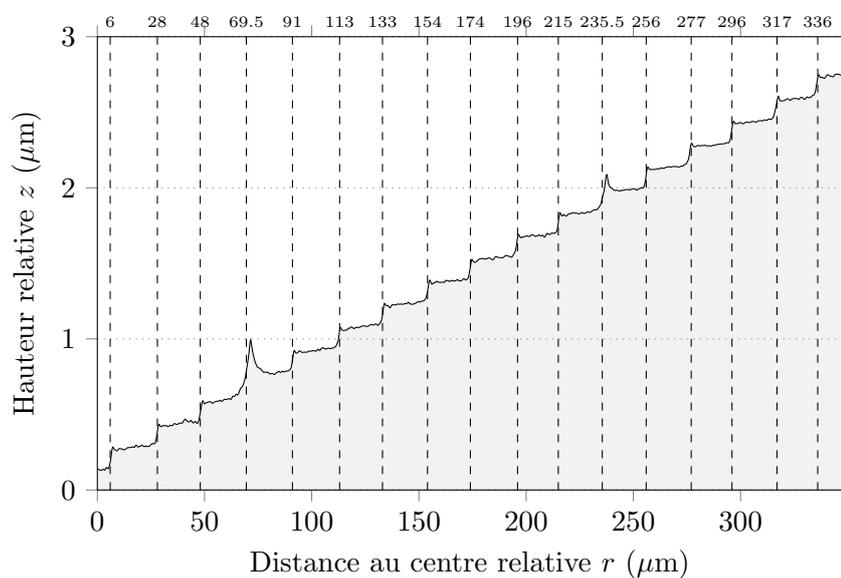


FIGURE 4.19 – Coupe radiale de la mesure (trait plein) dans la zone 2 du miroir par microscopie confocale, après gravure, présentée dans la Figure 4.18, moyennée sur 128 pixels de large. Les traits pointillés marquent la transition entre les différentes sections.

mieux ces deux défauts, séparés de 8 sections. Cela nous permet de déduire que le problème d'alignement provient du masque de la 4<sup>ème</sup> étape, et nous pouvons estimer ce décalage aux environs de  $5\ \mu\text{m}$  selon l'axe étudié. Nous verrons par la suite que ce genre de défaut peut être corrigé par polissage magnéto-rhéologique. La largeur moyenne des sections est de  $20,625\ \mu\text{m}$ . On peut ainsi estimer être situé autour de la 119<sup>ème</sup> section de miroir à partir du centre<sup>5</sup>. Cela correspond à une distance au centre d'environ  $4,88\ \text{mm}$ .

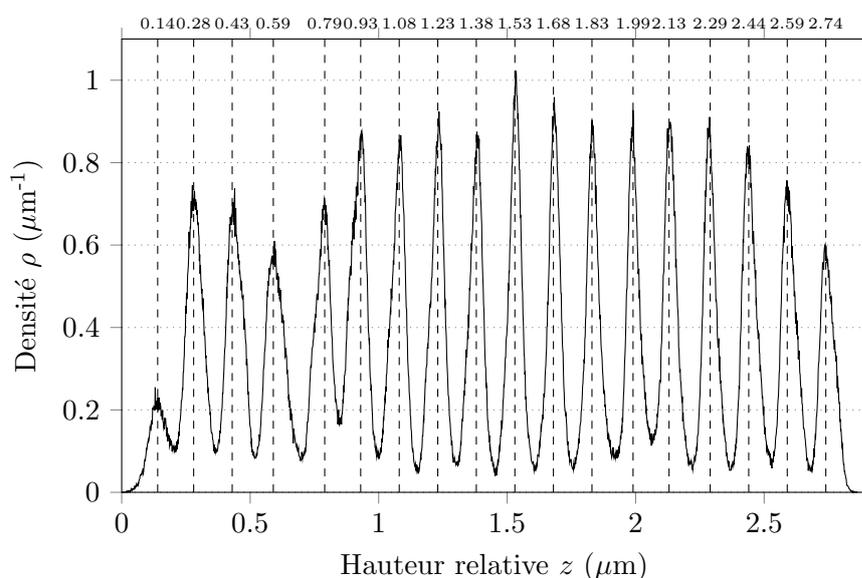


FIGURE 4.20 – Histogramme de la mesure dans la zone 2 du miroir par microscopie confocale après gravure, présentée dans la Figure 4.18. Les traits pointillés présentent les maximums locaux, et correspondent à la hauteur moyenne des différentes marches.

L'histogramme (Figure 4.20) révèle une différence de profondeur moyenne de  $153\ \text{nm}$  entre chacune des sections. Cet écart tient compte de la hauteur de blaze valant théoriquement  $130\ \text{nm}$ , auquel il faut ajouter l'écart d'altitude moyen dû à la courbure sur une section. Dans cette zone, cet écart vaut théoriquement  $12,3\ \text{nm}$ <sup>6</sup>. L'écart moyen entre les pics de l'histogramme devrait être théoriquement de  $142,3\ \text{nm}$ , on a donc un écart de  $10,7\ \text{nm}$  entre le profil théorique et le profil mesuré, conforme au cahier des charges.

### Zone 3

La Figure 4.21 présente une mesure de surface par microscopie confocale dans la zone 3. Les largeurs de sections semble toujours à peu près constante. On peut déjà remarquer une crête très haute entre deux sections.

<sup>5</sup>Numéro de section trouvé dans un tableau référençant la largeur de chacune des sections.

<sup>6</sup>Calcul de l'écart d'altitude dû à la courbure :  $\Delta p = \frac{\Delta r \times r}{4R_r} = \frac{20,625 \times 10^{-6} \times 4,88 \times 10^{-3}}{4 \times 2,05} = 12,3 \times 10^{-9}\ \text{m}$ , où  $\Delta r$  est la largeur de la section et  $r$  la position du centre de la section.

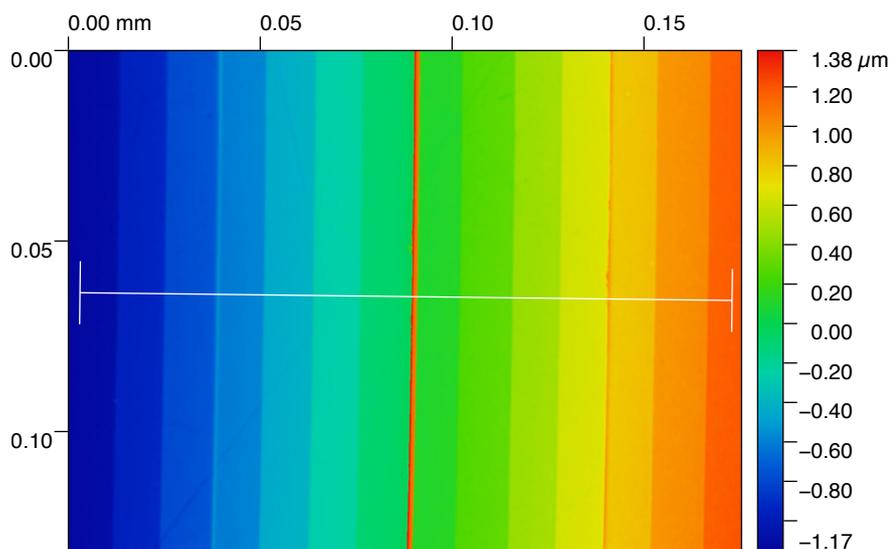


FIGURE 4.21 – Mesure de surface dans la zone 3 du miroir par microscopie confocale, après gravure, avec un grandissement par 100. Elle mesure  $1360 \text{ pixels} \times 1024 \text{ pixels}$ , ce qui équivaut à  $175 \mu\text{m} \times 132 \mu\text{m}$ . Le segment blanc est le plan de coupe de la Figure 4.22. Crédit : Jérémie Dhemin / CNES.

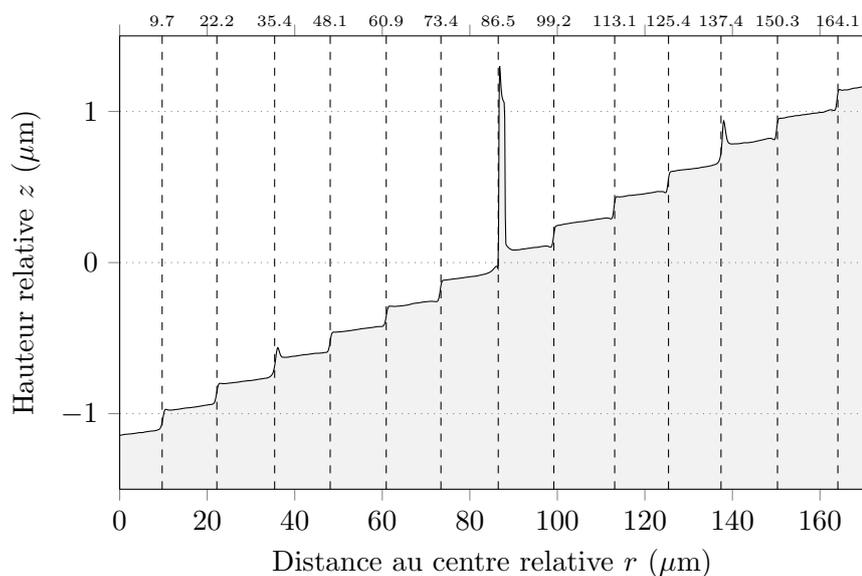


FIGURE 4.22 – Coupe radiale de la mesure (trait plein) dans la zone 2 du miroir par microscopie confocale, après gravure, présentée dans la Figure 4.21, moyennée sur 128 pixels de large. Les traits pointillés marquent la transition entre les différentes sections. La crête de très grande amplitude située à l'abscisse  $86,5 \mu\text{m}$  est due à un défaut d'alignement des masques de gravure, dans les dernières étapes permettant les gravures les plus profondes.

Cela est confirmé dans la Figure 4.22 et cette irrégularité qui mesure environ  $1\ \mu\text{m}$  est due à un problème d'alignement des masques. Une crête d'une telle hauteur aurait dû être gravée dans les dernières étapes, contrairement aux crêtes situées à  $r = 35,4\ \mu\text{m}$  et  $r = 137,4\ \mu\text{m}$  toujours causées par le désalignement du masque de l'étape 4. La largeur moyenne des sections est d'environ  $12,87\ \mu\text{m}$ , preuve que cette mesure a été réalisée sur les bords où la zone la plus étroite a une largeur de  $12,52\ \mu\text{m}$ . Une telle largeur est proche de celle de la section 303, située à  $r = 7,785\ \text{mm}$  du centre.

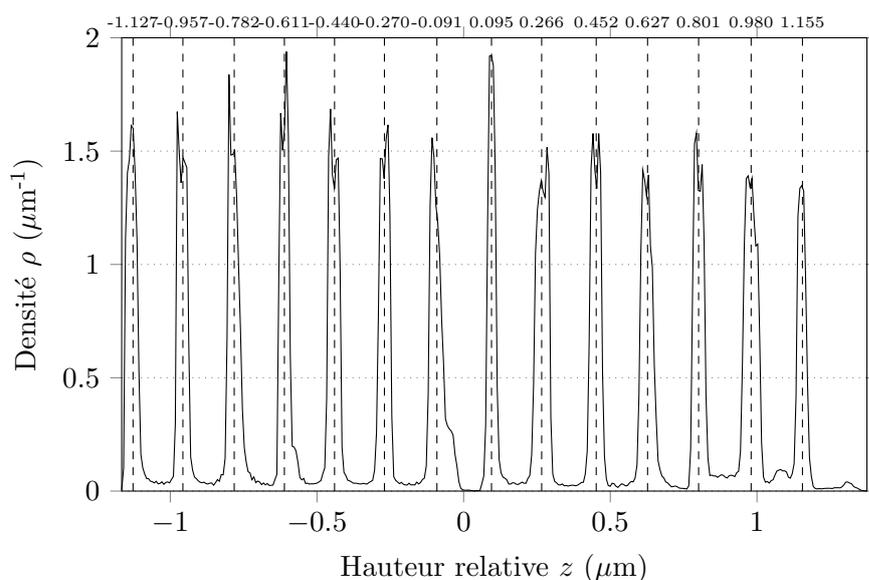


FIGURE 4.23 – Histogramme de la mesure dans la zone 3 du miroir par microscopie confocale après gravure, présentée dans la Figure 4.21. Les traits pointillés présentent les maximums locaux, et correspondent à la hauteur moyenne des différentes marches.

L'histogramme présenté dans la Figure 4.23 révèle un écart moyen entre les hauteurs moyennes des différentes sections de  $175,5\ \text{nm}$ . Cet écart comprend donc la hauteur de blaze de  $130\ \text{nm}$  et la différence de profondeur d'une section dans cette zone valant  $12,22\ \text{nm}$ <sup>7</sup>. L'écart moyen entre les pics devrait donc être de  $142,22\ \text{nm}$ , et l'écart entre le profil théorique et le profil mesuré est donc de  $33,3\ \text{nm}$ . Cet écart mesuré n'est pas forcément réel si le niveau de l'image a mal été calibré avant analyse, car il est difficile de le faire avec 3 points de même hauteur suffisamment non-alignés sur une telle image.

---

<sup>7</sup>Calcul de la différence de profondeur due à la courbure :  $\Delta p = -\frac{\Delta r \times r}{4R_r} = \frac{12.87 \times 10^{-6} \times 7.785 \times 10^{-3}}{4 \times 2.05} = 12,22 \times 10^{-9}\ \text{m}$ , où  $\Delta r$  est la largeur de la section et  $r$  la position du centre de la section.

### Résumé du contrôle de surface après gravure

Le contrôle de surface révèle quelques problèmes d'alignement comme l'avait précisé le cahier des charges de Silios Technologies. Cet effet était déjà présent lors de la gravure des premières lentilles de Fresnel blazées, mais le polissage magnéto-rhéologique post-gravure avait émoussé ces crêtes. La présence de crêtes d'un côté du miroir nous laisse penser qu'il doit y avoir des sillons à l'opposé par rapport au centre, comme nous l'avons vu en bord de première section dans la zone 1. Par contre le polissage magnéto-rhéologique, s'il peut niveler les crêtes, ne peut combler les sillons. Nous verrons si le dépôt du revêtement réfléchissant dans l'UV permet de combler ces défauts.

Concernant la différence entre les hauteurs moyennes des sections, les écarts entre le profil théorique et le profil mesuré sont en accord avec le cahier des charges, excepté dans la zone 3 où il est possible que l'inclinaison de l'échantillon ait mal été corrigée. Tout d'abord la profondeur exceptionnelle de la section 1 est sûrement due à un effet de puits comme je l'ai déjà dit. Dans la zone 1, l'écart de profondeur creusée est de 34,3 nm, dans la zone 2 on mesure un écart de 10,7 nm, et dans la zone 3 un écart de 33,3 nm de trop. Si ce dernier écart est avéré, cela aura pour conséquence de décaler le maximum du spectre de l'efficacité vers des longueurs d'onde plus hautes. Et une disparité de ces hauteurs de blaze pourrait réduire l'efficacité, en dispersant de la lumière dans le fond de la PSF, et en réduisant le pouvoir de contraste du prototype. Seuls des tests optiques seront capables de déterminer si cet écart est une erreur de mesure, ou s'il est réel.

Cette perte de contraste pourra être estimée en mesurant la différence entre l'expérimentation et la simulation numérique. Par contre, l'efficacité du miroir de Fresnel blazé concave seul sera plus difficile à quantifier par l'expérimentation. Mais cette mesure serait peu utile pour le développement de l'imageur, la meilleure solution est d'améliorer la précision de la profondeur de gravure pour les prochains miroirs en calibrant plus précisément le temps d'abrasion ionique sur des surfaces concaves.

#### 4.4.2 Caractérisation des rugosités par microscopie par force atomique

Comme nous l'avons vu, la zone 1 étant beaucoup plus diffusante à l'œil nu dans le visible que les zones externes, nous en avons déduit que les rugosités sont plus importantes au centre que sur les bords. Cela serait logique puisque le temps d'abrasion ionique doit être plus important au centre afin de creuser plus le substrat. Seulement les rugosités, et la diffusion qui lui est associée, est un des phénomènes qui impacte le plus l'efficacité de focalisation, et donc la lumière parasite en dehors du lobe central de la PSF réelle.

Afin de diminuer la diffusion, et avant d'apposer le revêtement UV réfléchissant à la surface du miroir, nous allons procéder à un polissage magnéto-rhéologique. Mais il est intéressant de mesurer ces rugosités avant ce polissage, afin de voir leur évolution, pour

TABLEAU 4.3 – Analyse statistique de la dispersion des rugosités du miroir de Fresnel blazé concave après gravure dans les trois zones caractéristiques.

	P-V	RMS
Zone 1	587,9 nm	96,15 nm
Zone 2	330,7 nm	40,12 nm
Zone 3	49,30 nm	4,522 nm

au final assigner une valeur à la qualité optique de ce miroir.

Afin de mesurer les rugosités, la profilométrie optique n'est pas suffisante puisque la précision en  $z$  est de l'ordre de la dizaine de nanomètre. Pour cela, le service de qualité du CNES a utilisé la microscopie par force atomique, ou *Atomic Force Microscopy* (AFM). Le microscope à force atomique a été utilisé le mode "sans contact" afin de ne pas endommager la surface du miroir de Fresnel. Pour mesurer la hauteur de surface, il exploite les forces d'attraction et de répulsion entre les atomes constituant l'échantillon à mesurer et la pointe ultra-fine, appelée *apex*, qui est de l'ordre nanométrique. La mesure se fait donc par balayage de la surface à mesurer. Cet apex est monté sur un levier flexible dont on mesure la déformation par effet piézoélectrique. Sa précision en  $x$  et  $y$  dépend du mouvement mécanique relatif entre l'échantillon et la pointe, qui est dans notre cas de l'ordre de 40 nm. Au contraire, la précision en  $z$  est beaucoup plus fine puisque la déformation du levier peut être mesurée avec une grande précision. Elle donne une précision en  $z$  de l'ordre de 0,1 nm dans notre cas. Lorsque la déformation est très importante, l'appareil est moins précis, et ne permet donc pas de mesurer la hauteur de blaze entre deux sections consécutives.

La Figure 4.24 présente les mesures de rugosités, dans les trois zones caractéristiques définies plus tôt. En regardant les échelles de couleurs présentant l'amplitude des rugosités, on remarque que la première déduction faite à l'oeil était plutôt correcte. Afin de pouvoir comparer l'amplitude des rugosités avec celles après polissage et revêtement UV, le Tableau 4.3 présente l'analyse statistique de la dispersion des rugosités en hauteur  $z$ . Elles seront caractérisées par deux valeurs : P-V étant l'étendue, et RMS étant la moyenne quadratique.

Pour le moment, seule la zone 3 du miroir de Fresnel blazé concave est qualifiée  $\lambda/20$  en erreur RMS, même si certaines fortes irrégularités viennent perturber sa surface. Le polissage magnéto-rhéologique devrait permettre d'abaisser ces valeurs extrêmes, mais surtout de réduire la rugosité moyenne des zones 1 et 2.

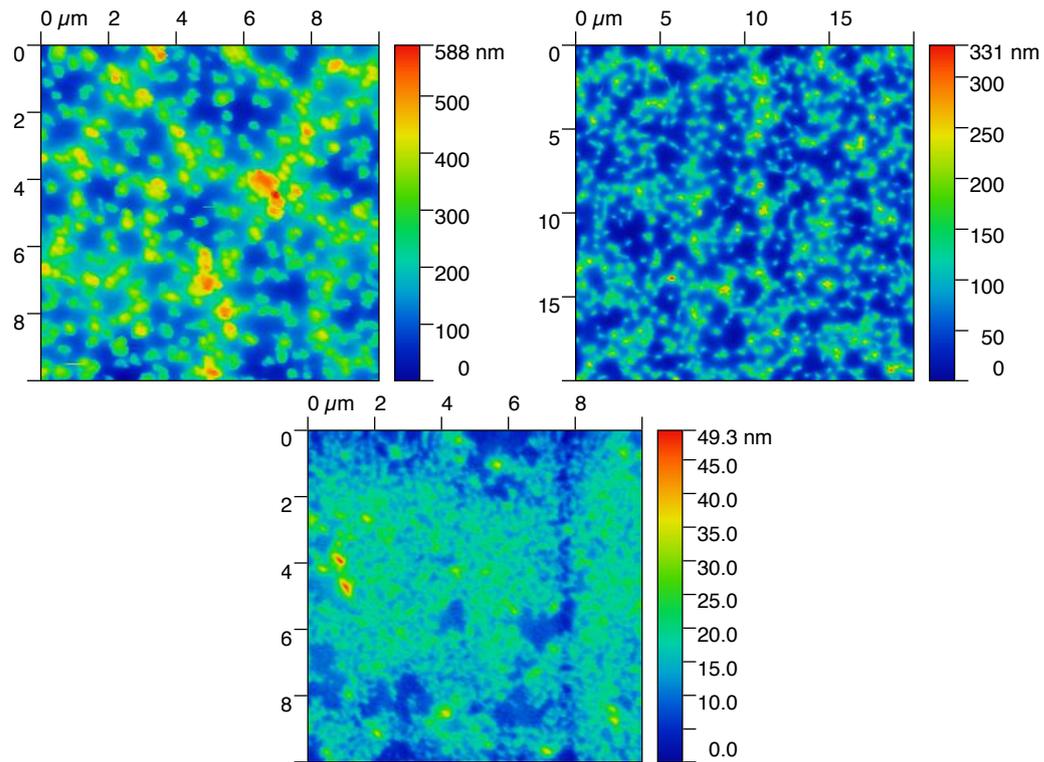


FIGURE 4.24 – Mesure des rugosités de surface par microscopie à force atomique après gravure. *En haut à gauche* : La surface analysée mesure  $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  et se trouve au cœur de la première section, dans la zone 1. *En haut à droite* : La surface analysée mesure  $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$  et a été faite dans la zone 2. *En bas* : La surface analysée mesure  $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  et a été faite dans la zone 3. Crédit : Jérémie Dhennin / CNES.

## 4.5 Polissage magnéto-rhéologique

Afin de réduire les rugosités trop hautes dans les zones 1 et 2, nous avons utilisé une méthode de polissage suffisamment douce pour les lisser, sans trop abîmer la blaze, au risque de perdre en efficacité plutôt qu'en gagner. Cette méthode s'appelle le polissage magnéto-rhéologique, ou *Magneto-Rheological Finishing* (MRF). Elle avait été réalisée par Thalès-SESO sur les précédentes lentilles de Fresnel blazées, tant pour gommer les rugosités de surface, que pour lisser les flancs des sillons, qui avaient des pentes en "marches" par la méthode des masques successifs. Ce type de polissage est généralement utilisé sur les optiques classiques pour obtenir un "superpoli" des surfaces, sans déformer la courbure uniforme.

Le principe de cette méthode est de faire circuler un fluide, composé d'un mélange de particules magnétiques et d'autres particules aux propriétés abrasives, sur une surface par contrôle magnétique. Cette surface est en général une roue comprenant en son cœur un aimant en rotation, autour de laquelle circule donc ce fluide à grande vitesse. L'échantillon à polir est alors apposé contre ce fluide en rotation afin d'être poli à très petite échelle. Les surfaces à polir présentant en général une symétrie de révolution, l'échantillon est déplacé du centre au bord en tournant, afin que le point de contact suive une trajectoire en spirale sur la surface.

Malheureusement Thalès-SESO ne réalise plus ce genre de services pour des petites surfaces ou des petites quantités. C'est pourquoi j'ai dû prospecter pour trouver une structure proposant ce genre de service. En prenant contact avec QED Optics, entreprise leader dans la vente de machines réalisant ce genre polissage, j'ai réussi à trouver un contact à la Fraunhofer-Gesellschaft, institut allemand spécialisé dans la recherche en sciences appliquées. Andreas Gebhardt, travaillant à Iéna dans le service "Optique appliquée et ingénierie de précision", a accepté de réaliser ce travail pour nous.

### 4.5.1 Effet sur les rugosités

À première vue de la Figure 4.25, le niveau des rugosités a baissé pour les trois zones. La zone 2 a la particularité de présenter plus de rugosités en creux de blaze (au pied des discontinuités) plutôt que sur les coins (en haut des discontinuités), qui ces derniers ont été plus exposés au polissage magnéto-rhéologique. Dans le Tableau 4.4 présentant l'analyse statistiques des rugosités, nous séparerons donc le creux et le coin des marches.

Le niveau de rugosité de la zone 1 a presque été divisé par 4, mais n'est toujours pas inférieur à la qualité optique de  $\lambda/20$ . Les coins de marches de la zone 2 atteignent presque cette qualité, ce qui n'est pas encore le cas des creux de marches. Étonnement, le niveau de rugosité RMS a augmenté pour la zone 3, mais reste inférieur aux 13 nm requis.

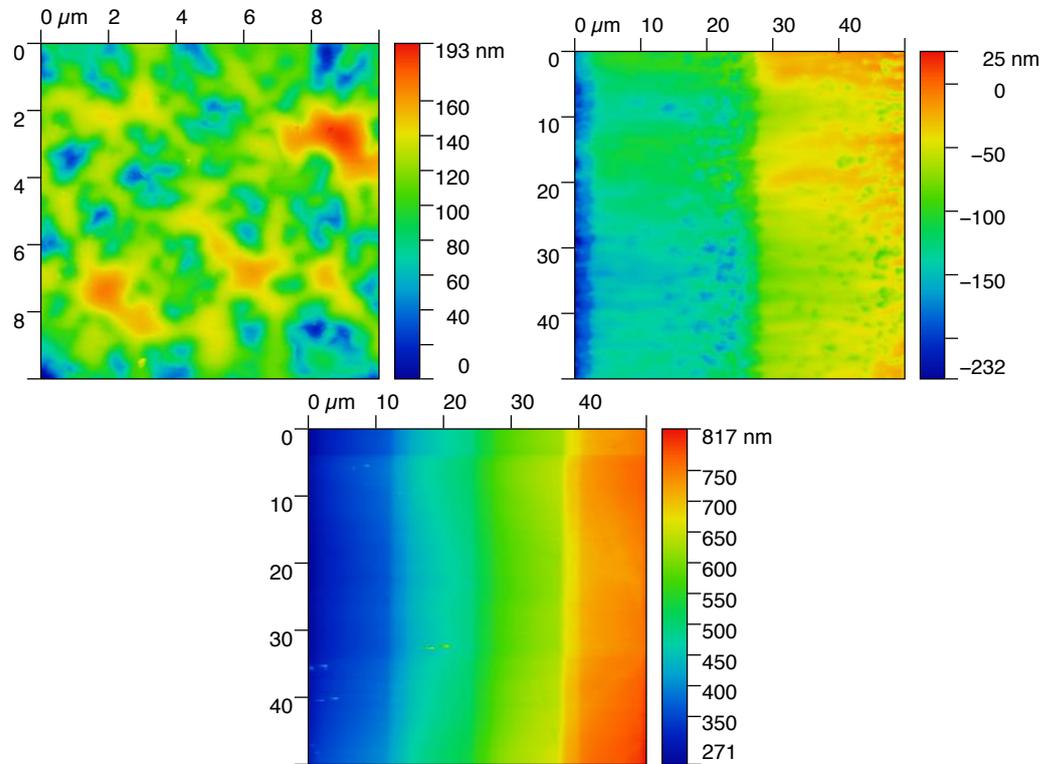


FIGURE 4.25 – Mesure des rugosités de surface par microscopie à force atomique après polissage magnéto-rhéologique. *En haut à gauche* : La surface analysée mesure  $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  et se trouve au cœur de la première section, dans la zone 1. *En haut à droite* : La surface analysée mesure  $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$  et a été faite dans la zone 2. *En bas* : La surface analysée mesure  $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$  et a été faite dans la zone 3. Crédits : Jérémie Dhennin / CNES.

TABLEAU 4.4 – Analyse statistique de la dispersion des rugosités du miroir de Fresnel blazé concave après polissage magnéto-rhéologique.

	P-V	RMS
Zone 1	192,6 nm	28,25 nm
Zone 2 (creux de marche)	101,9 nm	15,67 nm
Zone 2 (coin de marche)	71,59 nm	13,41 nm
Zone 3	54,37 nm	10,04 nm

Dans cette zone 3, on peut d'ailleurs observer que les coins ont été légèrement émoussés, et la transition de section est maintenant de l'ordre de  $5\ \mu\text{m}$ .

#### 4.5.2 Effets sur les crêtes

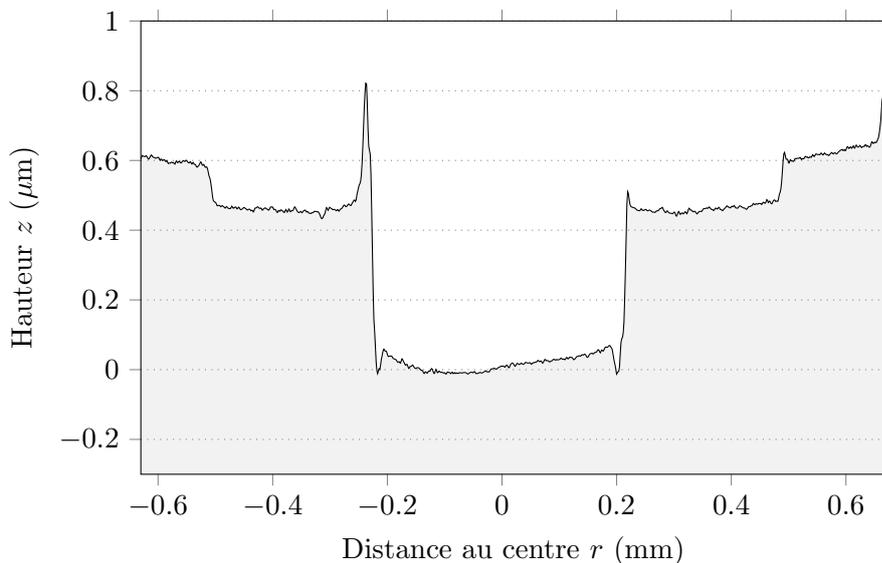


FIGURE 4.26 – Coupe radiale (en trait plein) de la mesure dans la zone 1 du miroir par interférométrie après polissage magnéto-rhéologique, moyennée sur 20 pixels de large. Le léger défaut de courbure dans la section centrale est dû à une rayure étant déjà sur le substrat avant usinage.

Une rapide évaluation du profil dans la zone 1 par analyse de la profilométrie optique après polissage magnéto-rhéologique, nous montre que la crête présente dans la Figure 4.15 au bord de la section 1 a bien été réduite. En effet, avant le polissage sa hauteur par rapport au coin de marche était de  $1,44\ \mu\text{m}$ , et elle est désormais de  $0,38\ \mu\text{m}$ .

## 4.6 Revêtement réfléchissant dans l'UV

Silios Technologies faisant sous-traiter le dépôt du revêtement réfléchissant dans l'UV, je n'ai réussi à avoir que très peu d'informations concernant ce revêtement. L'épaisseur de ce revêtement est uniforme sur tout le substrat, et est d'une épaisseur nominale de 781 nm. Ce dépôt est probablement un revêtement interférentiel multicouches couramment utilisé pour la réflexion des photons à hautes énergies comme le rayonnement UV ou X. Le dépôt de couches minces d'une épaisseur donnée permet d'optimiser la réflexion dans une bande spectrale donnée. Comme le montre la Figure 4.27, le revêtement appliqué est optimisé pour une réflectivité maximale à  $\lambda = 260\ \text{nm}$  en incidence normale, et cette

réflectivité est supérieure à 90 % pour une bande passante allant de 237,5 nm à 275 nm. Pour les longueurs d'onde inférieures elle décroît rapidement, mais jusqu'à 300 nm elle reste supérieure 70 %. Ce revêtement est donc parfaitement adapté à notre prototype.

La réflectivité est donnée en incidence normale, puisque celle-ci varie en fonction de l'inclinaison du faisceau incident. En effet, un faisceau s'éloignant de la normale verra la courbe de réflectivité se décaler vers les plus grandes longueurs d'onde, puisque le chemin optique dans les différentes couches sera plus long. C'est le principe même des revêtements multicouches qui exploitent le principe d'interférences à travers une couche mince, en les cumulant pour une réflectivité maximum.

Les méthodes de dépôt classiques sont en général orientées à la verticale. C'est à dire que les particules du revêtement n'ont pas de trajectoires trop inclinées par rapport à la normale du substrat. Nous pouvons donc espérer qu'il y aurait un très faible élargissement des transitions entre sections.

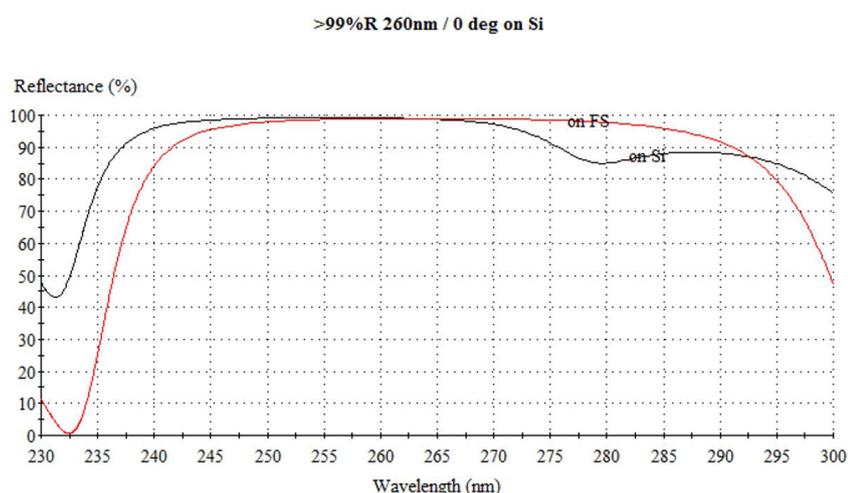


FIGURE 4.27 – Taux de réflexion pour une incidence normale du revêtement UV sur silicium (en noir) proposé par Silios Technologies.

#### 4.6.1 Effet sur les rugosités

À première vue de la Figure 4.28, l'amplitude des rugosités a légèrement diminué avec le revêtement UV. Sur la mesure de la zone 2, on voit que les rugosités en creux de marche sont encore présentes. Le Tableau 4.5 nous confirme que la valeur P-V a légèrement diminué, par contre la valeur de la moyenne RMS plus importante, a diminué pour la zone 2 (creux et coins de marche), mais augmenté dans les zones 1 et 3. Heureusement ces valeurs sont toujours inférieures à celles obtenues juste après gravure.

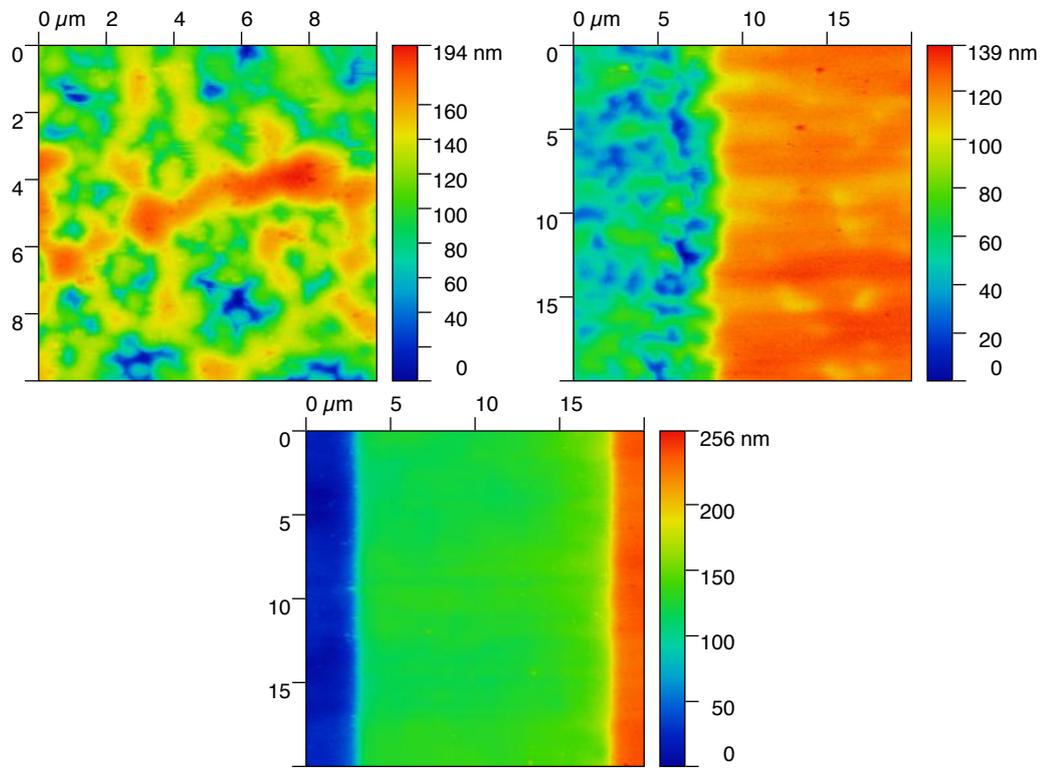


FIGURE 4.28 – Mesure des rugosités de surface par microscopie à force atomique après dépôt du revêtement UV réfléchissant. *En haut à gauche* : La surface analysée mesure  $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$  et se trouve au cœur de la première section, dans la zone 1. *En haut à droite* : La surface analysée mesure  $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$  et a été faite dans la zone 2. *En bas* : La surface analysée mesure  $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$  et a été faite dans la zone 3. Crédits : Jérémie Dhennin / CNES.

TABLEAU 4.5 – Analyse statistique de la dispersion des rugosités du miroir de Fresnel blazé concave dépôt du revêtement UV réfléchissant.

	P-V	RMS
Zone 1	193,9 nm	31,62 nm
Zone 2 (creux de marche)	90,50 nm	13,18 nm
Zone 2 (coin de marche)	37,21 nm	5,369 nm
Zone 3	62,13 nm	13,18 nm

Cette analyse de l'évolution des valeurs P-V et RMS avant et après le dépôt du revêtement mériterait sans doute un plus grand nombre de mesures afin de tirer des conclusions. En effet, ces mesures ont été réalisés sur des échantillons d'une surface maximum valant  $2,5 \times 10^{-9} \text{ m}^2$ , alors que le miroir a une surface totale environ 80000 fois plus grande.

## 4.7 Miroir prêt pour les tests du prototype UV

Du début à la fin de sa conception, le miroir de Fresnel blazé concave aura tout de même pris presque deux années. Malgré les délais parfois longs entre chaque étape, sa fabrication est un succès pour une première optique du genre.

Les zones 2 et 3 ont des rugosités de surface dont la moyenne RMS est proche de la qualité optique de  $\lambda/20$ . Concernant la zone 1, la qualité optique n'est pas celle requise pour fonctionner correctement dans l'UV. Mais comme nous le verrons dans le Chapitre 6, la zone 1 ne fera pas vraiment défaut à la qualité d'imagerie puisque les futures grilles de Fresnel disposeront d'une obstruction centrale, qui sera dans un plan conjugué de la zone 1. Cette zone servira seulement pour les faisceaux incident avec un grand angle par rapport à l'axe optique.

Les hauteurs de blaze étant, légèrement au dessus des 130 nm nominaux, nous ne pouvons pas garantir une efficacité maximum pour la longueur d'onde  $\lambda = 260 \text{ nm}$ . Le pic d'efficacité sera sûrement pour des longueurs d'onde légèrement supérieure. Ce serait une valeur intéressante à déterminer par l'expérimentation, afin de vérifier la cohérence avec nos mesures par profilométrie. Cette expérience ne devrait pas être très compliquée à réaliser puisqu'il suffira de comparer de manière relative la puissance reçue en fonction de sources de différentes longueurs d'onde.

Déterminer l'efficacité absolue du miroir de Fresnel sera par contre bien plus compliqué sans un matériel adéquat pour ce genre de mesures. Seule une simulation à partir des mesures des profils et des rugosités comme paramètres permettrait d'estimer cette efficacité, et de déterminer l'impact des défauts de gravure de ce premier miroir de Fresnel blazé concave.

Nous pouvons donc affirmer que la qualité de surface du miroir est globalement satisfaisante, surtout grâce au polissage magnéto-rhéologique, et dans une moindre mesure grâce au revêtement réfléchissant dans l'UV. Aujourd'hui il est prêt à être testé dans le nouveau prototype UV, ainsi que la nouvelle configuration adaptée à l'UV dans son ensemble. Des premiers tests d'alignement ont été réalisés à Toulouse, dans notre salle blanche de l'IRAP, afin de déterminer les distances entre optiques qui ont été calculées. Ce nouveau prototype semble fonctionnel, mais nous attendons de le tester en imagerie, à l'aide de la caméra UV à très haut contraste de nos collaborateurs de Tübingen.



---

Troisième partie

Optimisation des grilles de  
Fresnel



## Chapitre 5

# Modèle numérique de propagation

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Théorie de la propagation</b>	<b>118</b>
5.1.1	Du rayon visuel au modèle ondulatoire de la lumière	118
5.1.2	Principe d’Huygens-Fresnel	119
5.1.3	Diffraction de Fresnel	121
5.1.4	Fonction d’Étalement du Point ou <i>Point Spread Function</i>	122
<b>5.2</b>	<b>Modèle numérique</b>	<b>123</b>
5.2.1	Modélisation de la propagation	123
5.2.2	Modélisation des optiques	125
5.2.3	Limitations du modèle	126
<b>5.3</b>	<b>Application à l’imageur de Fresnel UV</b>	<b>128</b>
5.3.1	Modélisation de l’imageur complet	128
5.3.2	Modélisation des optiques	129
5.3.3	Nouveau programme de simulation	131

---

Dans le domaine de la recherche et du développement instrumental, il est toujours préférable de faire appel à des simulations numériques en amont afin de prédire les performances car la production de ceux-ci est souvent plus coûteux que le temps investi dans la simulation. Dans le cas de l’imageur de Fresnel la production de certaines pièces est assez coûteuse, c’est le cas du miroir de Fresnel ou de la grille, et il est alors nécessaire de mener des simulations numériques avant toute réalisation matérielle. Dans ce chapitre, je vais détailler les théories et méthodes utilisées pour réaliser la simulation numérique de propagation de la lumière à travers une grille de Fresnel, afin de prédire ses performances, et optimiser sa configuration.

## 5.1 Théorie de la propagation

### 5.1.1 Du rayon visuel au modèle ondulatoire de la lumière

Depuis le balbutiement des premières sciences et croyances, l'Homme a toujours cherché à comprendre la nature de la lumière, et cela a d'abord été motivé par la compréhension de la vision avant celle des optiques. Dans la Grèce antique, Euclide<sup>1</sup> pensait que la vision était une sensation due à un cône de rayons émanant de l'œil et allant frapper les objets, c'est la théorie du *rayon visuel*. On reconnaît ici déjà la notion de *rayons lumineux*, utilisée en optique géométrique, mais se propageant dans le sens inverse. Malgré cette erreur, il parvint tout de même à formuler les lois de la réflexion.

Ce n'est qu'au X<sup>e</sup> siècle que Alhazen<sup>2</sup> démontre grâce à des expériences que la lumière est composée de rayons lumineux pénétrant l'œil. En inversant le rayon visuel, cela a suscité une nouvelle question, celle de la formation des images dans l'œil. Cette théorie ne sera adoptée par l'Occident qu'autour du XII<sup>e</sup> siècle. Il semblerait qu'il soit aussi à l'origine de lentilles convergentes, et qu'il aurait même formulé les lois de la réfraction, mais ce savoir a été perdu dans le temps.

La première tentative de formalisation de l'optique géométrique sera réalisée au début du XVII<sup>e</sup> siècle par Kepler<sup>3</sup>. Il montrera que l'œil est une version miniature de la *camera obscura*<sup>4</sup>, et en améliorant la lunette astronomique de Galilée vint à formaliser le fonctionnement des lentilles. C'est donc par l'observation astronomique qu'il a pu théoriser l'optique géométrique des lentilles, et publia un premier ouvrage en 1611 [35]. En 1637, Descartes complètera l'optique géométrique avec les lois de la réfraction<sup>5</sup>.

Dans les années 1670, c'est une fois de plus grâce à l'astronomie que, Newton utilisant une lunette astronomique, se rendit compte de l'aberration chromatique induite par les lentilles. Il tenta alors de comprendre quelle était la différence fondamentale entre les couleurs, et réalisa plusieurs expériences démontrant le changement d'indice de réfraction en fonction de la couleur. En parallèle il réalisa le premier télescope réflecteur, dont l'optique primaire est dénuée de toute aberration chromatique.

---

<sup>1</sup>Euclide était un mathématicien de la Grèce antique, ayant vécu aux environs de -300 av. J.C. Ses travaux en optique ne sont qu'un infime échantillon de tous ses travaux, portant essentiellement sur les mathématiques.

<sup>2</sup>Alhazen était un mathématicien, physicien et philosophe ayant vécu entre 965 et 1039. Il est considéré comme le père de l'optique, physique et physiologique.

<sup>3</sup>Johannes Kepler, astronome, mathématicien et philosophe allemand, ayant vécu de 1571 à 1630.

<sup>4</sup>La chambre noire, ou *camera obscura* en latin, est un instrument optique permettant la projection d'une image sur une surface plane, ayant un rendu similaire à la vision humaine.

<sup>5</sup>Certains éminents scientifiques ont soutenu que Willebrord Snell a découvert ces lois en 1609, avant Descartes, mais aucune publication n'atteste cette théorie. Elle sont aujourd'hui appelées loi de Snell-Descartes pour satisfaire les deux camps. Il est même probable qu'un astronome du nom de Thomas Harriot aurait découvert un traité les énonçant en 1602, qui lui même aurait été rédigé en 984 par un mathématicien persan : Ibn Sahl.

Mais l'imageur de Fresnel n'étant pas un réfracteur, ni un réflecteur, l'optique géométrique n'est pas suffisante pour modéliser le comportement de la lumière au travers. Pour cela on utilisera un autre modèle de la lumière, dont le comportement ondulatoire a été mis en avant pour la première fois par Grimaldi<sup>6</sup> en 1661. C'est en observant la diffraction de la lumière blanche sur les bords d'un cheveu, qu'il comprit que le comportement de la lumière n'était plus le même à la rencontre d'objets de très petite dimension, et qu'elle cessait de se propager en ligne droite. Il suggéra donc que la lumière est une substance dont la propagation s'effectue de manière ondulatoire. Jusqu'alors, l'optique géométrique laissait penser que la lumière était un phénomène corpusculaire puisqu'elle se déplaçait en ligne droite dans les milieux continus.

Ce n'est qu'au début du XVIII<sup>e</sup> siècle que Thomas Young<sup>7</sup> confirme le modèle ondulatoire de la lumière par l'expérience des fentes de Young. A l'époque, cela a permis de caractériser pour la première fois les couleurs par leurs longueurs d'ondes, et par conséquent, les premières mesures de ces valeurs. Ce modèle est théorisé et généralisé par Fresnel en 1815, qui reprend alors le modèle ondulatoire développé par Huygens en 1690, devenant alors le fameux principe de Huygens-Fresnel.

### 5.1.2 Principe d'Huygens-Fresnel

Ce principe propose donc d'expliquer la diffraction, et son équation de prédire les motifs de diffraction. Soit une onde monochromatique incidente sur une ouverture diffractante  $S$  appartenant au plan  $z = 0$ . Cette ouverture agit donc comme un masque sur le front d'onde incident. Dans ce principe, l'ouverture était initialement considérée comme un masque binaire (masque d'amplitude) laissant passer localement la lumière ou non, mais nous verrons que nous pouvons aussi appliquer ce principe à des optiques (masque d'amplitude et de phase). Définissons  $\lambda$  sa longueur d'onde, et  $k$  son nombre d'onde tel que  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . D'après le principe de Huygens-Fresnel, tous les éléments de la surface ouverte se comportent comme des sources secondaires émettant des ondes sphériques de même longueur d'onde, selon Huygens, et dont les expressions complexes sont à corriger par une constante ( $\frac{-i}{\lambda}$ ) et par un facteur d'obliquité ( $K$ ), selon Fresnel. Alors les ondes émises par ces sources secondaires se superposent et interfèrent entre elles pour donner l'onde résultante. D'après ce principe, on peut donc calculer la fonction complexe  $\underline{A}(x, y, z)$  de cette résultante en tout point M de coordonnées  $(x, y, z)$  en aval de la surface diffractante par l'expression suivante :

$$\underline{A}(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{-\infty}^{+\infty} \underline{A}_0(x', y', 0) \frac{e^{ikr}}{r} K(\chi) dx' dy' \quad (5.1)$$

où  $\underline{A}_0(x', y', 0)$  est la fonction de l'onde incidente diaphragmée par la surface diffractante au point P de coordonnées  $(x', y', 0)$  et d'amplitude considérée uniforme pour une source

---

<sup>6</sup>Francesco Maria Grimaldi, physicien, mathématicien et astronome italien (1618–1663).

<sup>7</sup>Thomas Young était un physicien, médecin et égyptologue britannique (1773 – 1829).

située à l'infini (la phase peut varier selon  $x'$  et  $y'$  en fonction de l'angle d'incidence),  $dx'dy'$  est l'élément de surface de P,  $r$  est la distance entre les points P et M soit  $r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}$ , et  $K(\chi)$  est le facteur d'obliquité tel que  $K(\chi) = \frac{1}{2}(1 + \cos(\chi))$ ,  $\chi$  étant l'angle entre le faisceau diffracté et la normale à la surface diffractante (voir Figure 5.1).

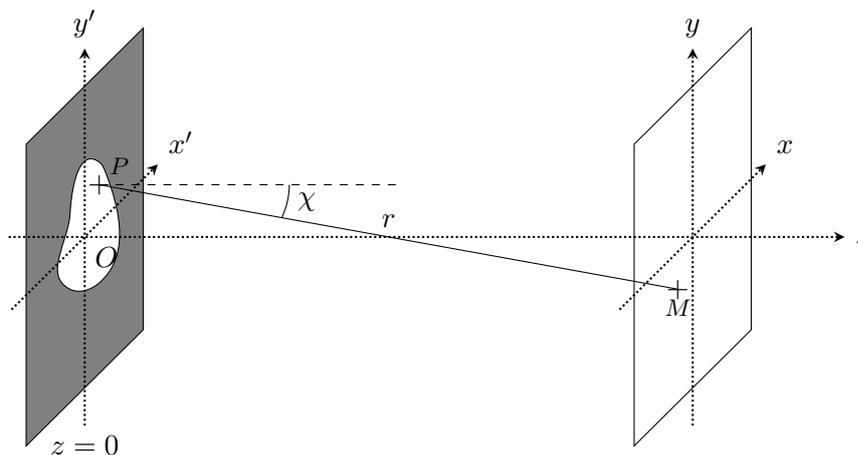


FIGURE 5.1 – Schéma représentant les différents paramètres intervenant dans l'équation du principe de Huygens-Fresnel.

Ce principe d'Huygens-Fresnel est une des formalisations du phénomène de diffraction de la lumière à travers une ouverture quelconque permettant de prédire mathématiquement le motif de diffraction de nombreuses expériences (*e.g.* fentes de Young, réseaux interférométriques). Elle n'est en fait qu'une approximation de la résolution rigoureuse de l'équation d'onde se propageant à travers une ouverture. En effet, elle ne fonctionne que dans le cas où les faisceaux incidents sont peu inclinés par rapport à l'axe optique, c'est à dire dans le cas où la source et la surface diffractante sont de petites tailles devant les distances entre chacun de ces objets : c'est l'approximation paraxiale.

Dans des situations où les faisceaux ne sont pas paraxiaux, on utilisera plutôt les formules de diffraction de Fresnel-Kirchhoff ou de Rayleigh-Sommerfeld qui sont bien plus complètes, puisqu'elle prennent en compte l'inclinaison des faisceaux incidents et l'anisotropie de la source éclairant la surface diffractante. Dans le cas de l'imageur de Fresnel, l'équation du principe de Huygens-Fresnel est suffisante puisque les sources que nous souhaitons observer sont situées à l'infini et les champs d'observation sont très petits face à la distance qui nous sépare d'eux, ainsi les faisceaux incidents sur la grille sont peu inclinés, et nous respectons donc bien l'approximation paraxiale.

D'ailleurs nous pouvons appliquer deux autres approximations dans le cas de la grille de Fresnel. Nous souhaitons prédire le motif de diffraction dans le plan focal, ainsi la distance  $z$  est telle que  $z \gg \sqrt{x'^2 + y'^2}$  et  $\chi \approx 0$ . Nous pouvons donc déjà faire les approximations suivantes :  $K(\chi) \approx 1$  et  $\frac{1}{r} \approx \frac{1}{z}$ . L'équation peut donc se simplifier

comme suit :

$$\underline{A}(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{+\infty} \underline{A}_0(x', y', 0) e^{ikr} dx' dy' \quad (5.2)$$

Le calcul analytique de cette intégrale est assez fastidieux, et certaines approximations peuvent être appliquées dans certains cas, comme c'est le cas pour la diffraction de Fresnel ou de Fraunhofer.

### 5.1.3 Diffraction de Fresnel

Puisque  $z^2 \gg x'^2 + y'^2$  pour  $x'$  et  $y'$  situé dans la surface efficace de la grille, nous pouvons effectuer le développement limité suivant au premier ordre :

$$r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2} = z \sqrt{1 + \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{z^2}} \quad (5.3)$$

$$r \approx z \left( 1 + \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z^2} \right) = z + \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2z} \quad (5.4)$$

Cette approximation s'appelle l'*approximation de Fresnel*, et elle est bien applicable dans notre cas. En effet, le terme du second ordre vaut  $\frac{\rho^4}{8z^3}$  avec  $\rho = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}$ , et est bien inférieur à l'ordre de grandeur de  $\lambda$  car  $(z \equiv f) \gg \rho$  et  $(z \equiv f) \gg \lambda$ .

En reprenant l'équation 5.2, on peut maintenant développer  $r$  dans le terme exponentiel :

$$\underline{A}(x, y, z) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{+\infty} \underline{A}_0(x', y', 0) \exp \left[ i \frac{k}{2z} \left( (x-x')^2 + (y-y')^2 \right) \right] dx' dy' \quad (5.5)$$

qui peut encore se simplifier par :

$$\underline{A}(x, y, z) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{i \frac{k}{2z} (x^2 + y^2)} \iint_{-\infty}^{+\infty} \underline{A}_0(x', y', 0) e^{i \frac{k}{2z} (x'^2 + y'^2)} e^{-2i\pi \frac{xx' + yy'}{\lambda z}} dx' dy' \quad (5.6)$$

Il s'agit de l'équation de la *diffraction de Fresnel*. Contrairement à la diffraction de Fraunhofer, utilisée pour le calcul de motif de diffraction dans le champ lointain, celle-ci tient compte de la sphéricité du front d'onde dont l'image à calculer se situe dans le champ proche. Elle peut être interprétée de deux manières différentes.

#### Approche convolutive

L'équation dans sa forme 5.5 peut être vue comme une convolution. En effet, si on pose la fonction suivante :

$$h(x, y, z) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{i \frac{k}{2z} (x^2 + y^2)} \quad (5.7)$$

alors l'équation de diffraction de Fresnel se résume à la simple forme :

$$\underline{A}(x, y, z) = \underline{A}_0(x, y, 0) * h(x, y, z) \quad (5.8)$$

### Approche par transformée de Fourier

Alors que l'équation 5.6 peut être vue comme une transformée de Fourier 2D. En effet :

$$\underline{A}(x, y, z) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{i\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \mathcal{F} \left[ \underline{A}_0(x', y', 0) e^{i\frac{k}{2z}(x'^2+y'^2)} \right] \quad (5.9)$$

où la transformée de Fourier 2D s'applique aux fréquences spatiales  $\frac{x}{\lambda z}$  et  $\frac{y}{\lambda z}$ . C'est cette approche que nous utiliserons pour la simulation de la propagation entre les différents optiques de l'imageur de Fresnel.

#### 5.1.4 Fonction d'Étalement du Point ou *Point Spread Function*

En optique, la formation des images est un phénomène linéaire dans l'espace complexe quand on étudie une source cohérente temporellement. D'ailleurs c'est pourquoi l'équation du principe de Huygens-Fresnel est une intégrale d'ondes sous forme complexe. En revanche, en astronomie les sources ne sont pas cohérentes entre elles, et les ondes électromagnétiques qu'elles émettent ne peuvent interférer entre elles. Ainsi l'image créée dans le plan focal d'un instrument optique est alors un phénomène linéaire en termes d'intensité.

Ainsi la lumière provenant de chaque point du champ observé sera étalée dans le plan focal image de la même manière que celle d'une source ponctuelle. Cela implique que l'image d'un champ étendu contenant plusieurs points sources est le produit de convolution de l'image "idéale", c'est-à-dire le conjugué du plan objet dans le plan image respectant un stigmatisme rigoureux sans distorsions, par la réponse impulsionnelle de l'instrument. En imagerie, cette réponse impulsionnelle est une fonction réelle, appelée *Fonction d'Étalement du Point* (FÉP) en français, ou *Point Spread Function* (PSF) en anglais, qui est le terme que j'utiliserai jusqu'à la fin de ce manuscrit.

Il est important de noter qu'une PSF est associée à une unique longueur d'onde, la diffraction à travers chaque optique dépendant de la longueur d'onde. Notre imageur de Fresnel est achromatique en théorie, les variations entre PSF sont uniquement dues aux diffractions par les différents diaphragmes, mais c'est encore plus vrai dans le cas d'un instrument présentant des aberrations chromatiques.

La PSF d'un instrument optique peut être calculée analytiquement ou simulée numériquement<sup>8</sup> en considérant l'instrument illuminé par une source ponctuelle située à l'infini sur l'axe optique. Cette fonction réelle est alors obtenue par extraction du module de l'onde complexe résultante dans le plan focal image. Elle peut aussi être mesurée

---

<sup>8</sup>Le calcul de la PSF des instruments astronomiques contenant des optiques de plus en plus complexes n'a en général pas de solution analytique.

directement avec l'instrument en visant une source ponctuelle<sup>9</sup> à l'infini. En astronomie, les télescopes spatiaux viseront entre autres des objets quasi-ponctuels comme des étoiles non résolues ou des quasars.

La PSF permet de juger de la qualité d'imagerie d'un instrument. On peut ainsi mesurer la résolution angulaire effective de l'instrument, mais aussi son pouvoir de contraste, autrement appelée *dynamique*. En effet, l'étalement du lobe central permet de mesurer le pouvoir de résolution, et la hauteur des lobes secondaires sa dynamique. On peut aussi déterminer la quantité d'énergie contenue dans le lobe central par rapport à toute celle contenue dans le plan focal pour mesurer son efficacité de focalisation.

### 5.2 Modèle numérique

Le calcul de la PSF d'une grille de Fresnel ne possédant pas de solutions analytiques connues, j'ai dû réaliser un modèle numérique simulant la propagation de la lumière à travers l'instrument afin d'obtenir sa PSF : d'un côté la propagation entre les optiques, puis de l'autre les transformations d'amplitude ou de phase dues aux optiques elles-mêmes. L'imageur de Fresnel opérant dans des milieux continus (air ou vide), ce modèle se fera par simulation de la fonction d'onde, plan par plan, au niveau de chaque optique. Dans les deux cas, il faudra discrétiser uniformément ces plans afin d'approcher au mieux le problème continu. Pour définir l'état du front d'onde dans un plan donné, il aura la forme d'une matrice de nombres complexes<sup>10</sup>, carrée de taille  $(N, N)$  car les optiques sont généralement aussi hautes que larges, et centrées physiquement sur l'axe optique de l'instrument.

#### 5.2.1 Modélisation de la propagation

##### Complexité numérique

En termes de temps de calcul, une application directe du principe d'Huygens-Fresnel (cf. équation 5.2) pour passer de la fonction d'onde d'un plan initial à celle d'un plan final (tous les deux modélisés par une matrice de taille  $(N, N)$ ) est d'une complexité numérique supérieure à la simple approximation discrète de la double intégrale par une double somme pour chaque élément de la matrice, qui varie donc en  $\mathcal{O}(N^4)$ . Mais dans notre cas, comme nous l'avons vu précédemment, nous pouvons simplifier l'équation

---

<sup>9</sup>On prendra en général une source quasi-ponctuelle de diamètre apparent inférieur à la limite de résolution de l'instrument.

<sup>10</sup>D'après le principe de Huygens-Fresnel, nous savons que l'onde résultante à travers un diaphragme est une superposition d'ondes secondaires dans l'espace complexe dans le cas d'une onde incidente provenant d'une source cohérente, ce qui est le cas dans le calcul de la PSF.

de diffraction du principe par une équation de diffraction de Fresnel. Si jamais nous souhaitons modéliser la propagation par approche discrète convolutive de la diffraction de Fresnel (cf. équation 5.8), la complexité sera supérieure à une convolution 2D directe (aussi équivalente à une double somme par élément de matrice), qui varie en  $\mathcal{O}(N^4)$ . Nous allons donc faire une modélisation en tirant l'avantage de l'approche par transformée de Fourier (cf. équation 5.9) et en utilisant des *Fast Fourier Transform* (FFT) appliquées à une matrice 2D, qui elle aura une complexité numérique variant en  $\mathcal{O}(2N \log(N))$ . Le calcul de la FFT 2D étant en grande partie parallélisable, le temps calcul pour les grands plans d'onde est pratiquement divisé par le nombre de processeurs disponibles.

### Méthode numérique

Ainsi pour appliquer l'équation de la diffraction de Fresnel aux matrices représentant l'état de la fonction d'onde, cela se fera en 4 étapes, résumées dans la Figure 5.2 :

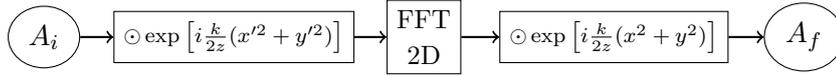
- Produit matriciel de Hadamard (produit terme à terme) entre la matrice  $A_i$  représentant l'état de la fonction d'onde dans le plan initial et une matrice dont les éléments valent  $e^{i\frac{k}{2z}(x'^2+y'^2)}$ , où  $(x', y')$  sont les coordonnées réelles de chacun des éléments de la matrice par rapport au centre ;
- Application d'une FFT 2D ;
- Produit matriciel de Hadamard (produit terme à terme) entre la nouvelle matrice et une matrice dont les éléments valent  $e^{i\frac{k}{2z}(x^2+y^2)}$ , où  $(x, y)$  sont les coordonnées réelles de chacun des éléments de la matrice par rapport au centre, pour obtenir la matrice  $A_f$  représentant l'état de la fonction d'onde dans le plan final après propagation ;
- Multiplication par un simple terme  $\frac{e^{ikz}}{i\lambda z}$ , propre à la propagation puisqu'il ne dépend que de  $z$ .

### Taille physique des matrices

La Transformée de Fourier s'appliquant aux fréquences spatiales  $\frac{x}{\lambda z}$  et  $\frac{y}{\lambda z}$ , et la fréquence d'échantillonnage du front d'onde initial valant  $\frac{N}{L_i}$ ,  $L_i$  étant la taille physique du plan initial, la taille du plan après propagation possède une taille physique  $L_f = \frac{N\lambda z}{L_i}$ . Les éléments de cette matrice finale ont alors une taille physique valant  $\frac{\lambda z}{L_i}$ .

### Conservation de l'énergie

L'énergie contenue dans un faisceau avant et après propagation doit être la même par le principe de la conservation d'énergie. Il est donc important de penser à normer la FFT



Taille physique :  $L_i$   
 Taille de l'élément :  $\frac{L_i}{N}$

Taille physique :  $L_f = \frac{N\lambda z}{L_i}$   
 Taille de l'élément :  $\frac{\lambda z}{L_i}$

FIGURE 5.2 – Schéma décrivant les étapes de la modélisation de la propagation de Fresnel sur une distance  $z$  aux matrices représentant un front d'onde. La matrice de complexes  $A_i$  représente l'état du front d'onde avant propagation, et  $A_f$  après propagation.

afin de respecter ce principe. Si on considère que la matrice représentant la fonction d'onde dans le plan est de taille  $(N, N)$ , la matrice obtenue par FFT 2D doit être multipliée par un facteur valant  $\sqrt{1/N^2} = 1/N$ , puisque l'intensité qui doit être conservée est le carré de la fonction d'onde. En traitement du signal, cela est équivalent au théorème de Plancherel-Parseval.

Cette normalisation permet ainsi de calculer aisément l'énergie contenue dans le lobe central de la PSF par rapport à l'énergie totale incidente sur l'entrée de l'instrument. Cette mesure est nécessaire afin d'estimer l'efficacité de l'instrument (cf. Chapitre 2).

### 5.2.2 Modélisation des optiques

Entre toutes les propagations de plan en plan, on applique les masques d'amplitude ou de phase en fonction des optiques présentes. Les optiques sont facilement modélisables par de simples matrices, qui seront ensuite appliquées à celles représentant la fonction de l'onde incidente par produit matriciel de Hadamard, en veillant bien à mettre à l'échelle les matrices en fonction de leurs tailles physiques.

#### Masques d'amplitude

Les masques d'amplitude permettent de modéliser les optiques ne modifiant pas la forme du front d'onde mais uniquement diaphragmant, comme la grille de Fresnel ou les bords physiques d'une lentille. Les matrices les représentant seront donc des matrices binaires, bloquant l'onde ou non. Plus généralement, les masques d'amplitude sont représentés par des matrices dont tous les éléments sont réels et appartiennent au domaine  $[0, 1]$ . En effet, ils peuvent aussi modéliser des optiques possédant un taux de transmission en amplitude variable sur leur surface, comme des masques d'apodisation (cf. Chapitre 6).

### Masques de phase

Les optiques plus complexes comme les lentilles minces ou les miroir sphériques, peuvent être modélisées par des masques de phase. Elles sont donc représentées par des matrices dont les éléments sont des complexes de module 1 et de phases variables sur de grands intervalles en fonction des optiques introduites. Par exemple, une optique mince classique peut-être modélisée par une matrice dont les éléments valent  $e^{i\frac{k}{2f}(x^2+y^2)}$ , où  $(x, y)$  sont les coordonnées réelles de chacun des éléments de la matrice par rapport au centre optique et  $f$  la distance focale image. Bien sûr ce modèle est un idéal qui ne correspond pas à la réalité, puisque l'optique est alors modélisée comme parfaite, alors qu'elle peut présenter des aberrations ou des rugosités de surface induisant de légères erreurs dans la modification du front d'onde.

Une autre méthode de modélisation, approximant toujours l'optique comme une optique mince, serait de déphaser l'onde incidente en fonction de l'épaisseur locale de la lentille  $d(x, y)$ , de son indice de réfraction  $n$ , et de la longueur d'onde de l'onde monochromatique simulée. Ce terme de déphasage serait alors de la forme  $e^{ikd(x,y)(n-1)}$ . Cette formule peut être généralisée à n'importe quelle optique, et sera notamment utilisée pour modéliser le miroir de Fresnel.

### 5.2.3 Limitations du modèle

Nous venons de le voir, le calcul numérique de l'équation de la diffraction de Fresnel nécessite de discrétiser l'espace, comme beaucoup de méthodes numériques pour résoudre des problèmes physiques. Mais cette méthode a aussi ses limites, et il est nécessaire de respecter certaines conditions afin de valider ce modèle.

#### Théorème de Nyquist-Shannon

Le théorème de Nyquist-Shannon, ou autrement le théorème de l'échantillonnage, impose que la fréquence d'échantillonnage d'un signal doit être égale ou supérieure à deux fois la fréquence maximum du signal échantillonné. On le voit écrit plus souvent mathématiquement, sous la forme générale :

$$f_e \geq 2f_{max} \quad (5.10)$$

Dans notre problème, où on modélise des plans dans l'espace par des matrices carrées de taille physique  $(L, L)$  et de taille numérique  $(N, N)$ , il est donc nécessaire de respecter

cette inégalité avant de simuler leur propagation :

$$\frac{N}{L} \geq 2 \frac{x_{max}}{\lambda z} \quad (5.11)$$

$$\iff N \geq \frac{2Lx_{max}}{\lambda z} \quad (5.12)$$

où  $x_{max}$  est la distance physique entre le centre optique d'un plan discrétisé et l'élément non-nul de ce plan le plus éloigné. Les différents plans discrétisés de notre modèle étant aux niveaux des optiques, ils sont ainsi diaphragmés par les bords. Ainsi dans le cas d'une optique circulaire de diamètre  $D$ ,  $x_{max} = \frac{D}{2}$ . L'inégalité devient alors :

$$N \geq \frac{LD}{\lambda z} \quad (5.13)$$

Le théorème de Nyquist-Shannon nous impose donc une taille de matrice minimum  $(N, N) = (\frac{LD}{\lambda z}, \frac{LD}{\lambda z})$  pour la modélisation des optiques. Il est intéressant de pouvoir minimiser cette taille numérique afin de réduire le temps de calcul et l'occupation mémoire, ce qui est le cas en choisissant une largeur physique du plan  $L$  de la taille de l'optique  $D$  présente dans le plan.

### Taille physique des plans de propagation modélisés

Comme nous l'avons vu, la taille physique du plan final vaut  $L_f = \frac{N\lambda z}{L_i}$ . Il est important de vérifier que le plan final intercepte toute la surface de l'optique ou du détecteur auquel il correspond, car sinon cela diaphragme virtuellement le faisceau plus qu'il ne l'est réellement, et ajoutant ainsi des phénomènes de diffraction indésirables qui n'existent pas vraiment et dégradent la qualité de la PSF. Si ce n'était pas le cas, il faudrait alors ajuster les seuls paramètres libres  $N$  et  $L_i$ , les termes  $\lambda$  et  $z$  étant imposés par le problème. Il faudrait alors, au choix, augmenter  $N$  ce qui alourdirait forcément le temps de calcul ou bien diminuer  $L_i$  en vérifiant bien qu'il reste supérieur au diamètre de l'optique auquel il correspond.

### Résolution de la PSF

Pour rappel (cf. Chapitre 2), l'élément de résolution, ou resel, d'un instrument quelconque a une dimension de  $\frac{\lambda f}{D}$  où  $D$  est la largeur de l'ouverture. Et la dimension physique d'un élément de matrice après propagation est de  $\frac{\lambda z}{L_i}$ . On en déduit que si on choisit une largeur physique de matrice de la même taille que l'ouverture primaire de l'instrument à modéliser, alors un élément de matrice correspondra à un resel dans le plan focal. C'est pourquoi encore, il est important de choisir une taille physique de matrice bien plus grande que la taille de l'ouverture primaire, afin d'avoir une résolution

supérieure au resel de la PSF. Cela ne crée cependant pas d'information supplémentaire, puisqu'il s'agit d'une interpolation du signal dans le plan de diffraction afin d'avoir un échantillonnage suffisant sur l'optique ou le détecteur considéré.

Cela revient donc à faire du *zero-padding*, ou du *bouffage de zéros* en français. Cette méthode de traitement du signal permettant d'interpoler un signal en l'appliquant à sa Transformée de Fourier, n'est pas toujours très juste puisqu'on fait l'hypothèse que le signal n'a pas de plus hautes fréquences que sa fréquence d'échantillonnage. Mais en optique, cette méthode est strictement rigoureuse si l'optique en question est parfaitement diaphragmée. Techniquement, cela revient à s'assurer que la lumière ne puisse pas passer ailleurs qu'à travers l'optique elle-même.

### 5.3 Application à l'imageur de Fresnel UV

#### 5.3.1 Modélisation de l'imageur complet

L'imageur de Fresnel est un instrument pouvant opérer dans des milieux continus (air ou vide), ainsi simuler la PSF globale de l'instrument revient à réaliser une succession de transformations de l'état de la fonction d'onde dans le plan de chaque optique et la propagation entre chacune d'elles.

Pour calculer cette PSF, il suffit d'abord de simuler l'éclairement d'une source ponctuelle située à l'infini sur l'axe optique. L'état de la fonction d'onde incidente sur la grille de Fresnel peut donc être modélisé par une matrice dont tous les éléments ont la même valeur complexe, avec une phase initiale uniforme dont la valeur peut être choisie arbitrairement. La PSF finale étant normalisée, plus précisément divisée par la valeur maximale de la matrice, l'amplitude initiale de l'onde n'a pas non plus d'importance. Le plus simple est donc de modéliser ce plan d'onde initial par une matrice de 1.

Si l'on veut simuler l'image d'une source ponctuelle ailleurs qu'au centre du champ afin d'observer la distorsion ou l'astigmatisme des images, elle donne alors un plan d'onde incident incliné par rapport au plan de l'ouverture principale, le plan d'état de la fonction d'onde initial est une matrice de complexes de module 1 et de phase linéairement variable en fonction de la position.

A partir de ce plan initial, la simulation consiste à réaliser les étapes suivantes :

- Produit de Hadamard (produit terme à terme) par un masque d'amplitude binaire correspondant à la grille de Fresnel ;
- Propagation de Fresnel entre la grille et l'optique de champ, correspondant à la distance focale de la grille de Fresnel pour la longueur d'onde centrale de la bande spectrale observée ;

- Produit de Hadamard (produit terme à terme) par une masque de phase correspondant à l'optique de champ ;
- Propagation entre l'optique de champ et le miroir de Fresnel disposé dans le plan conjugué de la grille imagé par l'optique de champ ;
- Produit de Hadamard (produit terme à terme) par un masque de phase correspondant au miroir de Fresnel ;
- Propagation entre le miroir de Fresnel et le plan image final de l'instrument.

Puis pour obtenir la PSF, il suffit de calculer le module au carré de la matrice et de normaliser. Les étapes les plus longues en temps de calcul sont les propagations, nécessitant chacune une FFT 2D, bien plus longue qu'un simple produit matriciel de Hadamard.

Avant de lancer la simulation, il est bien sûr nécessaire de vérifier en amont que le choix de la taille numérique et physique de la matrice initiale respectera les contraintes imposées par le calcul numérique de l'équation de diffraction de Fresnel pour chacune des propagations.

Dans le cas où on souhaiterait simuler l'image d'une source étendue (incohérente) ou une source polychromatique, il faudra alors répéter le calcul de propagation autant de fois que nécessaire avec des coefficients ajustés en module pour les différents points de la source et/ou ses différentes longueurs d'onde. Ce genre de calcul devenant alors très longs, il est possible de paralléliser ces différentes simulations sur des machines vectorielles.

### 5.3.2 Modélisation des optiques

#### La grilles de Fresnel

La grille de Fresnel est modélisée par un masque d'amplitude binaire. Cette optique étant plane, la modéliser par une matrice contenue dans un plan est rigoureux. Sa discrétisation nécessite de prendre des précautions en termes d'échantillonnage. En effet une grille usinée par laser, présente des anneaux découpés par des mouvements du faisceau laser numérisés avec des pas de l'ordre du micromètre sur le métal de notre grille, ce qui correspond à un échantillonnage de  $10^5 \times 10^5$  pour une grille de  $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ , beaucoup plus fin que celui que nous pouvons simuler numériquement.

Normalement, le respect du théorème de Nyquist-Shannon est suffisant pour correctement échantillonner le masque d'amplitude. La grille étant carrée, il est nécessaire de respecter la condition suivante :

$$N \geq \frac{\sqrt{2}LD}{\lambda z} \quad (5.14)$$

Dans ce cas là, l'anneau le plus fin situé en coin de grille est d'une largeur équivalente à

celle d'un élément de matrice. Par expérience, il est préférable que l'anneau le plus fin soit d'une largeur équivalente à 2 éléments de matrice, soit :

$$N \geq 2 \frac{\sqrt{2}LD}{\lambda z} \quad (5.15)$$

### L'optique de champ

Nous avons vu que dans notre méthode de modélisation, il est nécessaire de considérer les optiques comme minces. La distance de propagation entre la grille et l'optique de champ étant très grande devant la flèche du miroir sphérique utilisé, cette approximation est justifiée.

Ce miroir peut donc être modélisé par un masque d'amplitude, qui laisse passer 100 % de la lumière à l'intérieur de son diamètre et la bloque à l'extérieur, afin de simuler son action de diaphragme du faisceau, combiné à un masque de phase dont les éléments de la matrice valent :

$$e^{i \frac{k}{2f}(x^2+y^2)} \quad (5.16)$$

où  $f$  est la distance focale image du miroir sphérique.

Cette modélisation correspondant à une optique mince stigmatique, ce qui est le cas pour un miroir parabolique, mais ne l'est pas forcément pour un miroir sphérique d'un diamètre qui serait trop grand par rapport à sa focale, puisqu'il s'agit seulement d'un stigmatisme approché aux conditions de Gauss. Il faudrait alors dans ce cas là tenir compte du profil exact du miroir pour modéliser le masque de phase. Mais dans notre prototype, le faible rapport d'ouverture du miroir de champ nous permet de faire cette approximation.

### Le miroir de Fresnel

Comme pour l'optique de champ, le miroir de Fresnel peut être considéré comme une optique mince. Comme il s'agit d'une optique chromatique introduisant un déphasage, on doit le modéliser comme un masque de phase, est d'utiliser une matrice dont les éléments valent :

$$e^{-ik2d(x,y)} \quad (5.17)$$

où  $d(x, y)$  correspond à la hauteur locale du miroir sphérique aux coordonnées  $(x, y)$  par rapport à son sommet. Le profil de ce miroir a été calculé dans le Chapitre 4.

Comme pour la grille de Fresnel, le masque de phase est correctement échantillonné si on respecte l'inéquation :

$$N \geq 2 \frac{\sqrt{2}LD}{\lambda z} \quad (5.18)$$

où  $D$  est le diamètre du miroir, et  $z$  sa distance au plan focal image de l'instrument.

### 5.3.3 Nouveau programme de simulation

Un programme de simulation de la PSF de l'instrument, codé en C++ à l'époque, avait déjà été créé par Denis Serre [56] en 2010 et utilisait déjà la même méthode. J'aurais en effet pu utiliser ce même programme pour réaliser les simulations pour le prototype de l'imageur de Fresnel UV.

Pour diverses raisons, j'ai pris la décision de recoder un programme similaire sous Python. Tout d'abord car la création des masques d'amplitude permettant de modéliser les nouveaux design de grilles de Fresnel était assez compliqué à mettre en œuvre sous C++, Python disposant de bibliothèques bien plus pratiques pour manipuler les matrices. Ensuite, afin de modéliser toutes les idées d'évolution du design de la grille de Fresnel, le gain en temps de développement informatique a été conséquent. Mais surtout, Python est un langage beaucoup plus utilisé par la communauté scientifique aujourd'hui, ce qui assure une prise en main facile du nouveau programme par les collaborateurs, ou bien par la nouvelle génération qui voudrait s'en servir.

D'autre part, j'aurais pu utiliser des logiciels déjà existants permettant de réaliser la modélisation d'instrument optiques afin de simuler leur PSF, mais encore une fois il m'aurait probablement fallu sûrement beaucoup de temps pour les modéliser sous d'autres logiciels, le design des grilles de Fresnel étant propre à nos travaux. De plus ces logiciels commerciaux sont souvent très coûteux.

Dans le chapitre qui va suivre, je vais présenter les simulations de PSF réalisées à l'aide de ce programme, dans le but de faire évoluer le design des grilles de Fresnel vers ceux donnant une meilleure dynamique d'image possible dans l'UV. Ces performances seront mises en perspective de celles déjà atteintes par les prototypes précédents d'imageur de Fresnel travaillant dans le visible, et enfin je proposerai d'autres pistes d'amélioration du design répondant à des contraintes techniques.



## Chapitre 6

# Vers un meilleur contraste

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Obstruction centrale . . . . .</b>	<b>135</b>
6.1.1	Forme et dimension de l'obstruction centrale . . . . .	137
6.1.2	Résultats et discussion . . . . .	137
<b>6.2</b>	<b>Système des barreaux de maintien . . . . .</b>	<b>139</b>
6.2.1	Description des modèles de système de maintien des anneaux . . . . .	139
6.2.2	Résultat des simulations . . . . .	142
<b>6.3</b>	<b>Apodisation par modulation de transmission . . . . .</b>	<b>145</b>
6.3.1	Le modèle d'apodisation . . . . .	145
6.3.2	Simulations avec apodisation continue . . . . .	147
6.3.3	Transition vers l'apodisation binaire . . . . .	150

---

Comme je viens de le montrer dans le chapitre précédent, il est possible de simuler la PSF d'un instrument en modélisant la propagation de la lumière à travers toutes les optiques qui le composent. Je cherchais à améliorer le pouvoir de contraste de l'instrument en fonction du design des grilles des Fresnel. Pour rappel, une grille de Fresnel est au minimum composée des anneaux du réseau de Soret afin de focaliser la lumière, mais aussi des barreaux afin d'assurer le maintien de ces derniers.

Le pouvoir de contraste est la capacité à distinguer des sources peu brillantes dans une image qui en contient de beaucoup plus brillantes, en particulier quand celles-là sont proches de sources bien plus lumineuses. La PSF permet de mesurer ce pouvoir de contraste, car la hauteur des lobes secondaires et/ou la diffusion de la lumière (non modélisée dans cette étude) qui l'affecte permet de mesurer le niveau du bruit qui entourera une source très brillante. Nous pouvons ainsi quantifier celui d'un instrument par sa dynamique, qui est définie comme le rapport entre la hauteur du lobe principal et celui des lobes secondaires dans une région d'intérêt donnée. Il correspondra ainsi au

rapport de luminosité de deux sources ponctuelles pouvant être discernables pour un rapport signal à bruit donné et à une séparation angulaire donnée. Mais les simulations numériques faites ici ne tiennent pas compte de la diffusion, ce sont les mesures de rugosités des optiques qui vont permettre d'en donner une estimation approximative, et les tests optiques prévus pour la suite donneront des valeurs quantitatives plus précises de la diffusion.

Dans le cas d'une ouverture circulaire, ces régions d'intérêt sont souvent des anneaux, définis par un intervalle donnant le rayon inférieur et supérieur de cet anneau. Dans notre cas, l'ouverture de l'imageur de Fresnel étant carrée, les régions d'intérêt seront des zones carrées, définies par leurs distances minimales et maximales par rapport aux aigrettes. Dans une PSF typique de l'imageur de Fresnel, une région d'intérêt définie par un intervalle représente donc quatre carrés répartis dans les quatre quadrants, qui sont symétriques deux à deux par rapport aux aigrettes, puisque les grilles de Fresnel orthocirculaires possèdent deux axes de symétrie. D'ailleurs, dans cette étude, un résultat de simulation de PSF sera représenté par un seul des quatre quadrants puisqu'eux aussi sont symétriques deux à deux.

Afin de simplifier l'optimisation du design des grilles de Fresnel et de comparer un maximum de configurations possibles, j'ai émis deux hypothèses :

- Les simulations numériques de PSF sont réalisées uniquement pour un éclairage monochromatique à la longueur d'onde de travail. L'imageur de Fresnel disposant d'un système de correction chromatique, considéré comme parfait dans le modèle, on peut faire cette hypothèse afin de raccourcir les temps de calcul, même si en réalité la PSF est dépendante de la longueur d'onde. Une fois le design de grille fixée, nous pourrons réaliser ces simulations pour plusieurs longueurs d'onde afin de déterminer la PSF théorique finale de l'instrument dans toute la bande passante.
- La meilleure PSF que peut fournir l'imageur de Fresnel pour une configuration donnée avec des optiques d'achromatisation identiques, dépend uniquement de la PSF de la grille de Fresnel seule. C'est pourquoi dans le cadre de cette optimisation, j'ai juste simulé et comparé les PSF des grilles de Fresnel en leur plan focal image.

Dans ce chapitre, je vais donc détailler les études que j'ai réalisées sur les effets d'une obstruction centrale, en vue de remplacer le masque d'ordre 0 des précédents prototypes de l'imageur de Fresnel. Puis je présenterai mes résultats sur l'optimisation de deux systèmes de barreaux de maintien afin de déterminer celui qui dégrade le moins la qualité de la PSF. Et enfin j'aborderai l'application de l'apodisation aux grilles de Fresnel, et surtout la fonction à adopter pour nos futures grilles.

Afin de pouvoir comparer les différentes PSF, dans ce chapitre j'ai donc uniquement simulé la PSF des grilles de Fresnel possédant les mêmes caractéristiques de base de celle du prototype UV, données dans le Tableau 6.1.

TABLEAU 6.1 – Caractéristiques techniques de la première grille de Fresnel pour le prototype de Génération I.

Largeur $D$	65 mm
Nombres d’anneaux du centre au bord $N$	160
Longueur d’onde centrale $\lambda$	260 nm
Distance focale $f$	12,695 m
Forme de l’ouverture	Carrée
Géométrie	Ortho-circulaire

Ce chapitre reprend principalement les résultats de Roux & Koechlin [53] paru en 2018, que je ne peux malheureusement pas joindre en annexe, l’article étant sous copyright. Cependant, une version pre-print est disponible en Annexe A, ou sur arXiv.org à l’adresse <http://arxiv.org/abs/1801.00946>.

## 6.1 Obstruction centrale

Le rôle du masque d’ordre 0 dans la configuration initiale de l’imageur de Fresnel vise à bloquer l’ordre 0 de diffraction dans le plan focal d’ordre 1, car sa lumière est parasite et diminue la dynamique de l’image. En effet l’ordre 0 (lumière non-diffractée), ainsi que les autres ordres, détériorent la qualité de la PSF car ne forment pas d’image dans le plan focal. Pour éliminer cette lumière parasite, le masque exploite le fait que l’ordre 0 est focalisé par la lentille de champ. C’est pourquoi elle consiste en une petite pièce occultante, tenue par une araignée dans la pratique. Il est donc placé dans le plan focal image de la lentille de champ. Cependant, il est important de noter qu’elle ne bloque que l’ordre 0, mais surtout qu’elle perturbe la qualité de la PSF car elle introduit des perturbations dans la lumière de l’ordre 1 formant l’image finale.

Une alternative à cette solution est de placer une obstruction centrale dans la grille de Fresnel. En regardant la Figure 6.1, on comprend facilement que cette obstruction permet d’exclure de la lumière parasite (ordre 0 et autres ordres différents de 1 aussi) du plan image intermédiaire de l’instrument, correspondant au plan image de la grille de Fresnel. En plus de limiter la lumière parasite des autres ordres, cela permet de simplifier le design de l’instrument en combinant deux pièces optiques en une. Cependant cette obstruction centrale réduit aussi la surface collectrice de l’optique primaire et agit sur la PSF comme nous allons le voir, mais cette perte peut toujours être compensée par une plus grande ouverture, la priorité étant la dynamique des images.

Le masque d’ordre 0 lui aussi faisait perdre de la lumière car il bloque une partie du faisceau d’ordre 1, et ce d’autant plus qu’on veut un champ propre élargi. Il est relativement compliqué de comparer précisément l’effet d’une occultation dans le plan de la grille primaire (ou ce qui revient au même : dans le plan pupille) avec l’effet d’un

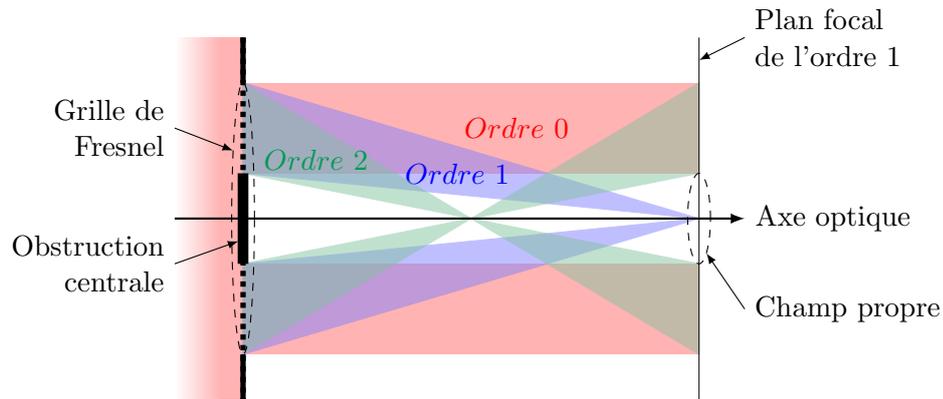


FIGURE 6.1 – Schéma représentant les conséquences d’une obstruction centrale sur l’image : le point image à l’ordre 1 est dans l’ombre projetée de l’obstruction évitant la lumière parasite provenant de l’ordre 0 et des ordres positifs. La lumière provenant des ordres négatifs est divergente et illumine des zones très éloignées du champ propre.

masque dans le plan focal de l’optique de champ, mais ces deux plans étant proches dans l’imageur de Fresnel, les effets sur la PSF sont donc quasi-similaires.

L’obstruction centrale diaphragme donc l’ouverture primaire, et a une incidence sur la qualité de la PSF. Mais son effet peut être réduit grâce à l’apodisation, comme testée par Vanderbei et al. (2003) [64]. J’ai donc étudié et appliqué une apodisation adaptée dans la Section 6.3 pour obtenir un haut contraste.

Cette obstruction centrale pourrait tout aussi bien être intégrée dans un plan pupille, comme sur le miroir de Fresnel corrigeant le chromatisme, afin de bénéficier d’une pleine ouverture dans le cas où l’on pourrait se permettre 2 miroirs de Fresnel interchangeables. Mais cette solution est techniquement plus compliquée à réaliser, et nécessiterait un revêtement hautement absorbant pour éviter des réflexions parasites à l’intérieur du circuit optique de l’instrument.

Pour l’observation d’objets trop étendus en imagerie à champ large, l’image n’est plus protégée des ordres de diffraction non désirés<sup>1</sup>. Cependant, l’imagerie d’un large champ d’observation est possible avec un contraste acceptable et à résolution nominale, comme le montrent les précédents tests d’observation de la surface lunaire et sur le ciel profond : la nébuleuse d’Orion dépasse largement le champ propre (Koechlin *et al.* 2011) [39].

<sup>1</sup>C’était déjà le cas avec la solution précédente du masque d’ordre 0 dans le plan focal image de la lentille de champ.

### 6.1.1 Forme et dimension de l'obstruction centrale

Notre obstruction centrale est un masque opaque carré, ce qui permet de confiner son motif de diffraction dans quatres aigrettes, superposées à celle de l'ouverture de la grille.

Le champ propre (comme défini dans la Figure 6.1) dans le plan image peut être estimé par la projection de l'ombre de l'obstruction, et possède une étendue angulaire fixée par sa dimension. L'équation 6.1 montre que le ratio de la taille de l'obstruction par rapport à la taille de la grille  $\epsilon$  dépend uniquement de la taille du champ propre désirée exprimée en resels  $n_{resels}$  et du nombre d'anneau de la grille  $N$ .

$$\begin{aligned}
 \epsilon = \frac{d_{obt}}{d_{array}} &= \frac{n_{resels} \times d_{resel}}{d_{array}} \\
 &= \frac{n_{resels}}{d_{array}} \times \frac{\lambda f}{d_{array}} \\
 &= \frac{n_{resels}}{d_{array}} \times \frac{\lambda}{d_{array}} \times \frac{d_{array}^2}{8\lambda N} \\
 &= \frac{n_{resels}}{8N}
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

Les différentes variables utilisées dans l'Équation 6.1 sont :

- $\epsilon$  : ratio de la taille de l'obstruction par rapport à la taille de la grille ;
- $d_{obt}$  : dimension de l'obstruction centrale ;
- $n_{resels}$  : taille du champ propre désiré en resels ;
- $d_{resel}$  : dimension d'un resel.

Dans notre configuration nous choisissons  $n_{resels} = 200$ , *i.e.* le champ propre s'étend de 100 resels depuis le centre. Cela correspond à une obstruction centrale de dimension  $d_{obt} = 10,2$  mm, soit un ratio  $\epsilon = 0,156$ .

### 6.1.2 Résultats et discussion

Comme attendu, nous remarquons dans la Figure 6.2 que l'obstruction centrale couvrant  $\epsilon = 15,6\%$  de l'ouverture primaire a un impact positif sur la qualité de la PSF : elle réduit la lumière parasite dans les quadrants sans étalement significatif du lobe central. La dynamique dans les zones comprises entre 15 et 50 resels est multipliée par 3.

On observe tout de même un sous-motif caractéristique avec une période de  $1/\epsilon = 6,41$  resels. Il correspond donc à la diffraction induite par les bords de l'obstruction centrale. Une apodisation adaptée autour de cette obstruction devrait permettre de

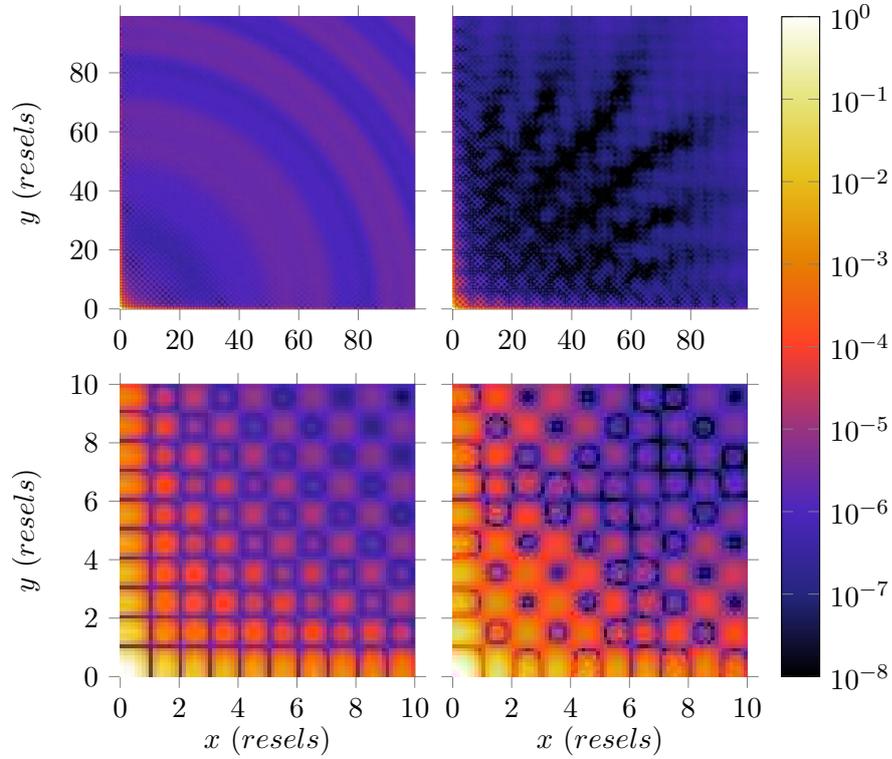


FIGURE 6.2 – Quadrants de PSF obtenus sans (à gauche,  $\epsilon = 0$ ) puis avec obstruction centrale (à droite,  $\epsilon = 0.156$ ). En haut : Les 100 premiers resels depuis le centre. La dynamique dans la région  $[15, 50]$  resels passe de  $3.62 \times 10^5$  à  $1.66 \times 10^6$ . En bas : Zoom sur les 10 premiers resels.

TABLEAU 6.2 – Performances des grilles de Fresnel : sans ( $\epsilon = 0$ ) puis avec obstruction centrale ( $\epsilon = 0.156$ ).

Ratio de l'obstruction $\epsilon$	0	0.156
Transmission brute $T$	49.94 %	48.77 %
Efficacité $e$ dans le plan focal	10.1 %	9.84 %
Dynamique globale	$2.16 \times 10^1$	$1.70 \times 10^1$
Dynamique dans la zone $[5, 15]$ resels	$5.93 \times 10^4$	$8.83 \times 10^4$
Dynamique dans la zone $[15, 50]$ resels	$3.62 \times 10^5$	$1.66 \times 10^6$

réduire la lumière diffractée par ses bords et augmentera la dynamique près des aigrettes (cf. 6.3).

Les valeurs du Tableau 6.2 confirment que l'obstruction centrale induit une perte d'efficacité (en partie due à la perte de surface collectrice effective), cependant cette diminution n'est pas critique. Dans la suite de cette étude, j'inclus donc par défaut cette obstruction centrale avec le paramètre  $\epsilon = 0,156$ .

## 6.2 Système des barreaux de maintien

Pour obtenir des images avec une grande dynamique (avec le moins de lumière parasite possible autour du lobe central de l'image), il faut que cette lumière soit focalisée de manière contrôlée uniquement par diffraction : aucun matériau optique ne doit se trouver sur la trajectoire des faisceaux, au risque de causer des aberrations optiques et de la diffusion (perte de qualité d'image) ou bien de l'absorption (perte d'efficacité et perturbation du spectre des sources étudiées) ou encore de perturber la polarisation. Cependant il faut que les anneaux de Fresnel (matériel opaque) soient maintenus entre eux pour garder leur positions respectives. Habituellement, pour des utilisations industriels dans la gamme des rayons X, ils sont imprimés sur un support plan et transparent pour éviter réfraction et absorption. Dans notre cas, nous sommes obligés d'utiliser un support de type "araignée" pour les maintenir, en prenant en compte qu'ils vont modifier la PSF, sa qualité et son efficacité, à cause de la diffraction et de son effet bloquant. La fragilité d'un tel système nécessite une multitude de barreaux transversaux afin d'assurer une résistance mécanique au poids avant le lancement, à l'accélération lors du lancement et à d'autres éventuelles forces extérieures lors du déploiement une fois en orbite de transfert vers L2.

Dans cette étude, j'ai cherché comment contrôler et limiter au mieux cette diffraction indésirable.

### 6.2.1 Description des modèles de système de maintien des anneaux

J'ai testé deux modèles de barreaux différents : un premier avec une pseudo-période, comme dans les prototypes précédents, et un nouveau système avec des barreaux périodiques. La PSF est inévitablement altérée par les deux, mais notre but est de réduire la lumière parasite principalement dans le champ propre défini précédemment.

### Modèle de barreaux pseudo-périodiques

Les grilles de Fresnel précédentes possèdent des barreaux orthogonaux pseudo-périodiques : ils sont tangents aux anneaux de Fresnel, et sont périodiques proportionnellement au carré de leur distance au centre. On définit le paramètre déterminant la pseudo-fréquence  $p_{bars}$  : il correspond à un barreau tous les  $p_{bars}$  anneaux, à partir du premier anneau permettant ainsi son maintien. Ce motif de barreaux correspond à 2 réseaux de Fresnel cylindriques orthogonaux, permettant de focaliser une partie de la lumière diffractée parasite dans les aigrettes déjà induites par l'ouverture carrée. Évidemment, seule une partie de la lumière parasite se retrouve dans les aigrettes, car pour  $p_{bars} > 1$  la focale n'est pas adaptée, mais surtout car ce sont les intersections des barreaux orthogonaux entre eux et avec les anneaux qui perturbent la PSF.

L'effet des barreaux sur la lumière parasite pourrait être modélisé en tirant parti du théorème des écrans complémentaires : on peut modéliser l'onde résultante en trois termes : la contribution des anneaux seuls et complets, la contribution d'une structure de barreaux seule et complète, et la contribution de l'union entre barreaux et anneaux, qui va s'ajouter aux deux précédentes par le théorème des masques complémentaires. Si l'on arrive à éliminer la contribution de cette dernière dans le champ propre en optimisant sa configuration, on devrait pouvoir atteindre des dynamiques extrêmement élevées. Cela relève du même domaine que ce qui est fait pour créer des zones "noires" dans le champ pour la détection d'exoplanètes.

En plus de perturber la PSF, les barreaux réduisent la transmission brute de la grille, bloquant une partie de la lumière incidente, et donc probablement son efficacité. Pour réduire cet effet, on peut augmenter le paramètre  $p_{bars}$ , mais aussi moduler la largeur des barreaux (Figure 6.3, *milieu*).

Malheureusement le paramètre  $p_{bars}$  ne peut être trop augmenté au risque de rencontrer une instabilité mécanique. Cependant, les anneaux possèdent une large tolérance en termes de positionnement dû à la très longue focale pour une qualité de front d'onde donnée (tolérance quantifiée dans le manuscrit de thèse de Denis Serre [57]). Les tests optiques précédents ont montré un défaut de résistance mécanique entraînant des déformations des anneaux dans la plan de la grille qui commencent à perturber la PSF pour  $p_{bars} > 3$  sur un prototype sol, dû à la gravité terrestre.

La largeur minimale des barreaux est limitée par l'épaisseur de la plaque dans laquelle est gravée la grille de Fresnel. Dans le dernier prototype, dans des conditions d'observation au sol avec une grille d'ouverture  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ , les barreaux ne devaient pas avoir une largeur inférieure à  $12\ \mu\text{m}$ .

Dans le cadre d'une mission spatiale, ces conditions seront différentes : en l'absence de gravité, le métal peut être remplacé par un feuillet de plastique déployable. Cette étude ne s'intéresse qu'à des grilles de Fresnel de petite ouverture dans le cadre d'une

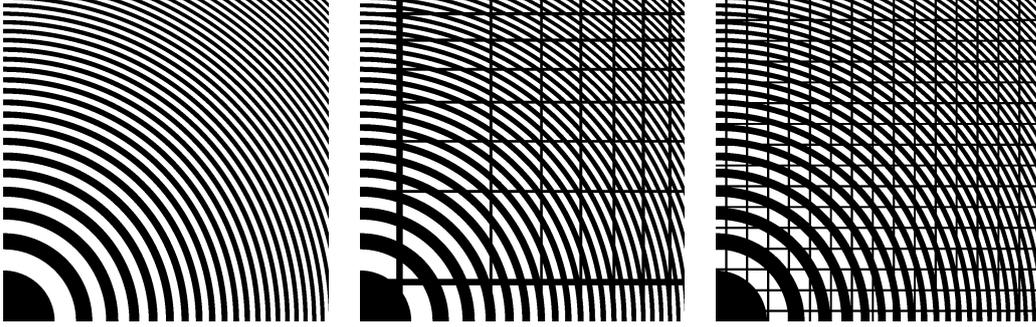


FIGURE 6.3 – Exemples des différents types de barreaux de maintien pour  $N = 20$  anneaux de Fresnel du centre au bord. Ces images ne représentent que la quadrant supérieur droit de la grille, les autres étant symétriques. À gauche : Pas de barreaux (transmission brute  $T = 49,55\%$ ). Au milieu : Barreaux pseudo-périodiques avec  $p_{bars} = 3$  ( $T = 42,81\%$ ). À droite : Barreaux périodiques avec  $N_{bars} = 30$  ( $T = 40,12\%$ ).

mission probatoire.

### Modèle de barreaux périodiques

Le but de cette étude est de comparer les performances de l'ancien modèle de barreaux avec le nouveau proposé afin de toujours rejeter la lumière parasite en dehors du champ propre. Il consiste en des barreaux cette fois-ci périodiques en fonction de leur distance au centre, n'utilisant que des barreaux de largeur constante  $d_{bars} = 12 \mu\text{m}$  (Figure 6.3, à droite). Dans ce nouveau modèle, la périodicité des barreaux est définie par le paramètre  $N_{bars}$ , qui est le nombre de barreaux bord à bord, verticaux ou horizontaux.

Ainsi les barreaux consistent en une grille de maille régulière, donnant à elle seule un motif de diffraction simple composé de taches quasi-ponctuelles régulièrement espacées, dont on peut facilement calculer la période. En les superposant aux anneaux, on verra qu'on retrouve bien ce motif particulier. Cela permet ainsi de confiner une grande partie de la lumière parasite dans ces taches, qui peuvent être écartés du champ propre de la PSF en réduisant la période des barreaux, améliorant ainsi la qualité d'image.

Consistant en un réseau optique en 2 dimensions, un système de barreaux avec une période spatiale notée  $p_{bars} = \frac{(N_{bars}+1)}{d_{array}}$  produit des taches espacées d'une distance valant :

$$\frac{\lambda f}{p_{bars}} = \frac{\lambda f (N_{bars} + 1)}{d_{array}} \quad (6.2)$$

Un resel correspondant à une distance valant  $\frac{\lambda f}{d_{array}}$ , pour obtenir un champ propre d'une taille de  $n$  resels depuis le centre sans taches dues à la diffraction des barreaux, il faut

respecter la condition suivante :

$$\frac{\lambda f(N_{bars} + 1)}{d_{array}} > \frac{n\lambda f}{d_{array}} \Leftrightarrow N_{bars} + 1 > n \quad (6.3)$$

Par exemple, un champ propre de 100 resels depuis le centre nécessite au moins  $N_{bars} = 100$  par côté. Les taches caractéristiques du réseau sont alors compris dans des champs plus larges. Cependant, pour réaliser de l'imagerie sur des sources étendues, les taches ne couvrant qu'une très petite fraction du champ, il est possible de réaliser une seconde exposition du même champ après une rotation de la grille autour de son axe optique comme pour s'affranchir des aigrettes.

De plus, pour de l'imagerie à très haute dynamique afin d'imager des petits compagnons autour de sources très brillantes, les positions de ces taches de diffraction étant connues et associées à la position de la source brillante, elles peuvent servir à localiser précisément la position de l'objet central au cas où il saturerait l'image, et aussi aider à positionner l'occultation dans le cas de l'utilisation d'un coronographe.

## 6.2.2 Résultat des simulations

### Barreaux pseudo-périodiques

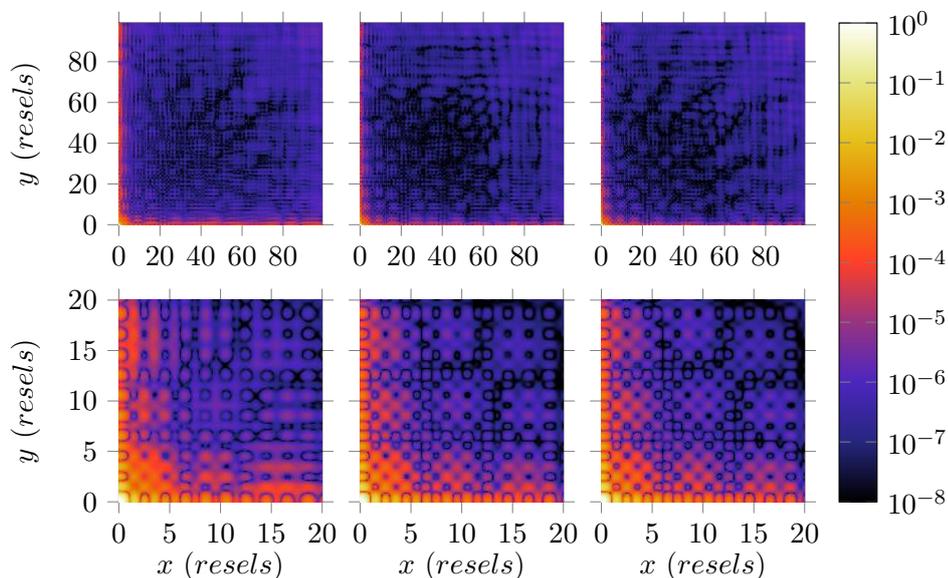


FIGURE 6.4 – Simulations de PSF pour des grilles de Fresnel avec système de barreaux pseudo-périodiques. À gauche :  $p_{bars} = 1$ , Au milieu :  $p_{bars} = 2$ , À droite :  $p_{bars} = 3$ . En haut : Quadrant de 100 resels, En bas : Zoom sur 10 resels autour du lobe central.

## CHAPITRE 6. VERS UN MEILLEUR CONTRASTE

TABLEAU 6.3 – Performances simulées des grilles de Fresnel avec des barreaux pseudo-périodiques en fonction de  $p_{bars}$ .

Pseudo-période $p_{bars}$	1	2	3	Aucun barreau
Transmission brute $T$	31,41 %	39,42 %	42,32 %	48,77 %
Efficacité de focalisation $e$	4,09 %	6,42 %	7,40 %	9,84 %
Dynamique globale	$2,70 \times 10^1$	$2,04 \times 10^1$	$1,88 \times 10^1$	$1,70 \times 10^1$
Dynamique dans la région [5, 15] resels	$8,08 \times 10^4$	$1,37 \times 10^5$	$1,11 \times 10^5$	$8,83 \times 10^4$
Dynamique dans la région [15, 50] resels	$4,48 \times 10^5$	$1,09 \times 10^6$	$9,49 \times 10^5$	$1,66 \times 10^6$

Les résultats de simulation de PSF avec des barreaux pseudo-périodiques sont présentés dans la Figure 6.4. On remarque qu'ils altèrent significativement la qualité de la PSF. Tout d'abord il y a plus de diffraction dans les 5 premiers resels autour du lobe central, mais aussi le long des aigrettes les élargissant alors. Comme attendu, réduire le nombre de barreaux (ce qui revient à augmenter le paramètre  $p_{bars}$ ) permet de réduire ces effets.

Le Tableau 6.3 montre l'efficacité et la dynamique des PSF simulées en fonction de  $p_{bars}$ . Les résultats sont loin de l'efficacité théorique maximale de 10.1 %, cela est d'abord dû à l'effet bloquant de l'obstruction centrale, réduisant ainsi la transmission brute, mais surtout à cause des barreaux car l'efficacité atteint tout de même 9.84 % sans eux.

La dynamique globale (réellement importante pour l'imagerie de sources étendues ou de champs denses) ne diminue pas, elle est même améliorée. Mais la haute dynamique dans le champ proche est elle réduite, par 4 avec  $p_{bars} = 1$ , et par 1,7 avec  $p_{bars} = 3$ .

### Barreaux périodiques

TABLEAU 6.4 – Performances simulées des grilles de Fresnel avec des barreaux périodiques en fonction de  $N_{bars}$ , avec une largeur constante  $d_{bars} = 12 \mu\text{m}$ .

Nombre de barreaux $N_{bars}$	50	75	100	Aucun barreau
Transmission brute $T$	47,87 %	47,47 %	47,00 %	48,77 %
Efficacité de focalisation $e$	9,48 %	9,33 %	9,14 %	9,84 %
Dynamique globale	$1,70 \times 10^1$	$1,70 \times 10^1$	$1,69 \times 10^1$	$1,70 \times 10^1$
Dynamique dans la région [5, 15] resels	$9,00 \times 10^4$	$8,46 \times 10^4$	$7,75 \times 10^4$	$8,83 \times 10^4$
Dynamique dans la région [15, 50] resels	$1,95 \times 10^6$	$1,62 \times 10^6$	$1,62 \times 10^6$	$1,66 \times 10^6$

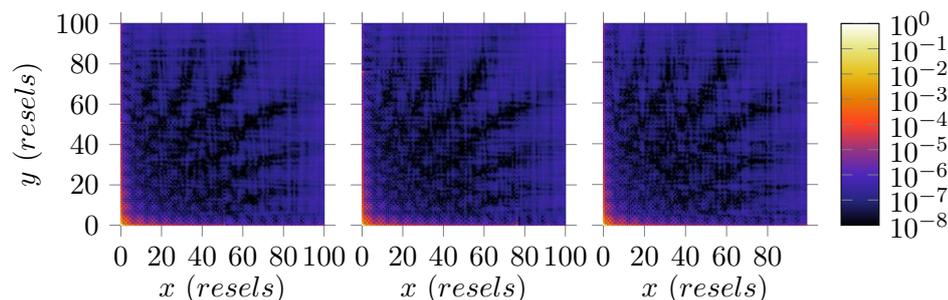


FIGURE 6.5 – Simulations de PSF pour des grilles de Fresnel avec système de barreaux pseudo-périodiques avec  $d_{bars} = 12 \mu\text{m}$ . À gauche :  $N_{bars} = 50$ . À milieu :  $N_{bars} = 75$ . À droite :  $N_{bars} = 100$ . Les taches dues à la diffraction étant quasi-ponctuelles, il est difficile de les voir sur ces images.

Au vu de la Figure 6.5, le nouveau modèle de barreaux apporte les effets suivants :

- Pas de changements notables dans le champ proche, sous les 15 premiers resels.
- Les taches brillantes attendues dans le champ lointain dans chaque  $(N_{bars} + 1)^{\text{th}}$  resels.
- Exceptés ces taches, le fond de la PSF est plus uniforme et plus bas qu'avec les barreaux pseudo-périodiques.
- Les quatre aigrettes sont mieux confinées que précédemment.

Dans le Tableau 6.4 sont données les performances des PSF simulées. Comme attendu, réduire la période des barreaux, et donc en augmentant leur nombre, permet donc de rejeter les taches brillantes dans le champ lointain en réduisant légèrement l'efficacité (à cause de l'effet obstruant) sans dégrader la qualité de la PSF autour du lobe central.

Avec  $N_{bars} = 50$ , la dynamique globale est meilleure que sans les barreaux, mais les taches brillantes à 50 resels du centre viennent perturber le fond uniforme de la PSF. Avec  $N_{bars} = 100$ , les taches sont en bord du champ d'intérêt, de plus la structure est plus résistante mécaniquement. Les performances y sont légèrement inférieures qu'avec le modèle avec  $N_{bars} = 50$ , mais restent tout de même meilleures qu'avec le précédent contenant des barreaux pseudo-périodiques avec  $p_{bars} = 3$ .

Donc pour les prochaines simulations dans le but d'améliorer encore la qualité de la PSF, j'ai conservé cette nouvelle configuration avec les paramètres suivants :  $N_{bars} = 100$  and  $d_{bars} = 12 \mu\text{m}$ .

## 6.3 Apodisation par modulation de transmission

L'apodisation est une technique visant à réduire les lobes secondaires dans une PSF, autrement dit réduire la lumière parasite en dehors du lobe principal, et ainsi améliorer la qualité des images. En général cela se fait par une réduction (variable du centre au bord) de la transmission de l'ouverture<sup>2</sup>, et donc par une perte en sensibilité de l'instrument. L'objectif est alors de trouver le meilleur contraste avec la meilleure efficacité.

Une apodisation classique est une modulation continue de la transmission locale  $t(x, y)$  dans l'ouverture, du centre où  $t(x, y) = 1$  au bord où  $t(x, y) = 0$ , suivant des fonctions particulières appelées *fonctions d'apodisation*. Cela se fait facilement sur des optiques classiques en opacifiant le support (lentille ou miroir). Mais dans le cas d'une grille de Fresnel, qui est gravée dans un matériau plan opaque, la transmission  $t(x, y)$  ne peut prendre que les valeurs 0 et 1. Il est donc impossible de moduler cette transmission de manière continue. Cette problématique sera abordée dans la section 6.3.3.

Afin d'étudier l'apodisation dans le cas de grille de Fresnel, j'ai d'abord étudié le cas continu où on suppose qu'il est possible de moduler la transmission de façon continue sur toute l'ouverture, ce qui permet de rechercher la fonction d'apodisation la plus adaptée.

### 6.3.1 Le modèle d'apodisation

Les dernières grilles de Fresnel réalisées étaient déjà apodisées, mais avec une fonction circulaire simplement appliquée aux anneaux, adaptée aux ouvertures classiques circulaires. Mais dans notre cas, l'ouverture étant carrée, une telle apodisation n'est pas celle qui donne les meilleures performances en termes de dynamique. Afin de mettre au point une meilleure apodisation, j'ai étudié et adapté l'approche "Apodized Square Aperture" (Nisenson & Papaliolios (2001) [48]).

#### Fonction d'apodisation

Tout d'abord la fonction d'apodisation est une fonction paire  $f(x)$  définie sur l'intervalle  $[-1, 1]$  telle que  $f(0) = 1$  et  $f(1) = 0$ , le centre étant en  $x = 0$  et les bords en  $x = 1$ . Dans la littérature on peut trouver plusieurs fonctions de la sorte, chacune ayant des conditions de contraste dans des régions d'intérêt précises de la PSF. Comme dans l'étude de Nisenson & Papaliolios (2001) [48], j'ai choisi d'utiliser une fonction générale pouvant être définie par une expression simple, et donnant de très bon résultats dans le cas d'une

---

<sup>2</sup>Mais parfois cela se fait à l'aide d'optiques asphériques, comme dans le cas du Phase-Induced Amplitude Apodization Coronagraph (PIAAC) [28] par exemple.

ouverture carrée. Il s'agit de la fonction sonine, définie pour  $x \in [-1, 1]$  par :

$$f(x) = (1 - x^2)^{\nu-1} \quad (6.4)$$

$\nu > 1$  est un paramètre permettant de faire varier la douceur de la modulation (voir Figure 6.6 à droite), et  $x$  est la position du point entre le centre ( $x = 0$ ) et le bord ( $x = 1$ ).

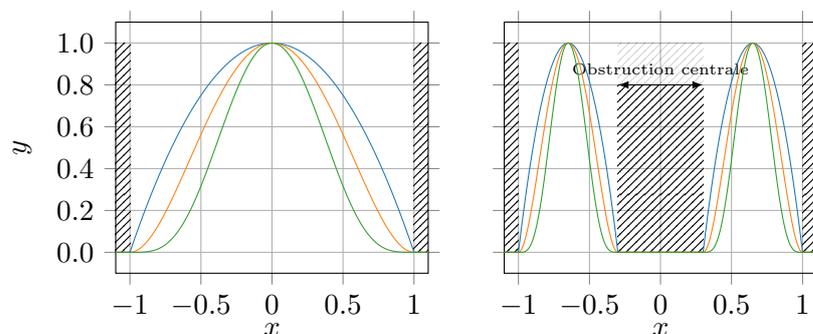


FIGURE 6.6 – Représentation graphique de la fonction sonine, et de sa version adaptée pour une ouverture présentant une obstruction centrale, avec différentes valeurs de  $\nu$  (Bleu :  $\nu = 2$ , Orange :  $\nu = 3$ , Vert :  $\nu = 5$ ). À gauche : La fonction sonine telle qu'elle est décrite dans l'article de Nisenson & Papaliolios (2001) [48]. À droite : La version adaptée de la fonction sonine valant  $f = 0$  en  $x = 0$  permettant de diminuer les effets de l'obstruction centrale dans la PSF (dans cette représentation  $\epsilon = 30\%$ ).

La grille de Fresnel présentant une obstruction centrale de taille non-négligeable à côté des anneaux de Fresnel, il est préférable que les bords de cette obstruction soient aussi apodisés. C'est pourquoi j'ai adapté la fonction sonine en une variante la prenant en compte (voir Figure 6.6 à droite). Son expression est alors :

$$f_{obt}(x) = \begin{cases} \left[ 1 - \left( \frac{2|x|-1-\epsilon}{1-\epsilon} \right)^2 \right]^{\nu-1} & \text{si } \epsilon < |x| \leq 1, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (6.5)$$

$\epsilon$  étant le ratio entre la largeur de l'obstruction et la largeur de la grille, comme défini plus tôt.

### Apodisation en deux dimensions

Afin d'appliquer cette fonction d'apodisation à une ouverture, il faut alors passer à une fonction décrite en deux dimensions. Mais pour cela, deux méthodes sont possibles : l'apodisation classique radiale qui est normalement adaptée aux ouvertures circulaires, ou bien l'apodisation croisée, qui est bien plus adaptée aux ouvertures carrées.

Pour ces deux cas, la fonction mathématique associée est définie sur l'intervalle  $[-1, 1]$  correspondant aux bords de l'ouverture.

**Apodisation radiale** Dans le cas d'une apodisation radiale, on utilise les coordonnées polaires  $(r, \theta)$ , et l'apodisation est fonction uniquement de la coordonnée  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Dans notre cas l'ouverture étant carrée, la coordonnées  $r = 1$  correspond à ses coins. La transmission dans l'ouverture s'exprime alors par :

$$f_{2D}(r, \theta) = f_{obt}(r), \quad \forall \theta \quad (6.6)$$

Dans ce cas là, la transmission s'approche de  $t = 0$  dans les coins de l'ouverture mais pas sur le reste des bords (voir Figure 6.7 à gauche), et n'est donc pas forcément adaptée aux premiers abords. Modéliser cette fonction est important tout d'abord parce qu'elle correspond à la fonction d'apodisation appliquée aux dernières grilles de Fresnel usinées et cela nous permettra de comparer au nouveau design que nous souhaitons réaliser, mais aussi car elle présente des caractéristiques intéressantes dans certains cas, comme nous le verrons dans les résultats des simulations numériques.

**Apodisation croisée** Pour tendre vers une transmission nulle  $t = 0$  sur tous les bords de l'ouverture carrée, il faut utiliser la fonction des sonines croisées décrites dans Nisenson & Papaliolios (2001) [48]. La transmission est alors fonction du couple de coordonnées  $(x, y)$  et consiste en une simple multiplication de fonctions sonines indépendantes entre elles :

$$f_{2D}(x, y) = (1 - x^2)^{\nu-1} (1 - y^2)^{\nu-1} \quad (6.7)$$

Mais pour une meilleure apodisation, il faut aussi adoucir les bords de l'obstruction centrale (voir Figure 6.7 à droite). J'ai donc dû adapter cette méthode de fonctions croisées, l'expression devient alors plus complexe :

$$f_{2D}(x, y) = \begin{cases} 1 - [(1 - f_{obt}(x))(1 - f_{obt}(y))] & \text{si } |x| \leq \frac{1+\epsilon}{2} \text{ et } |y| \leq \frac{1+\epsilon}{2}, \\ f_{ext}(x)f_{ext}(y) & \text{sinon.} \end{cases} \quad (6.8)$$

où  $f_{ext}$  est une extension de  $f_{obt}$  :

$$f_{ext}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } |x| < (1 + \epsilon)/2, \\ \left[ 1 - \left( \frac{2|x| - 1 - \epsilon}{1 - \epsilon} \right)^2 \right]^{\nu-1} & \text{si } (1 + \epsilon)/2 < |x| \leq 1, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (6.9)$$

### 6.3.2 Simulations avec apodisation continue

Dans un premier temps, pour tester la validité des modèles proposés, j'ai simulé des PSF de grilles de Fresnel avec une apodisation continue afin de les comparer et de relever

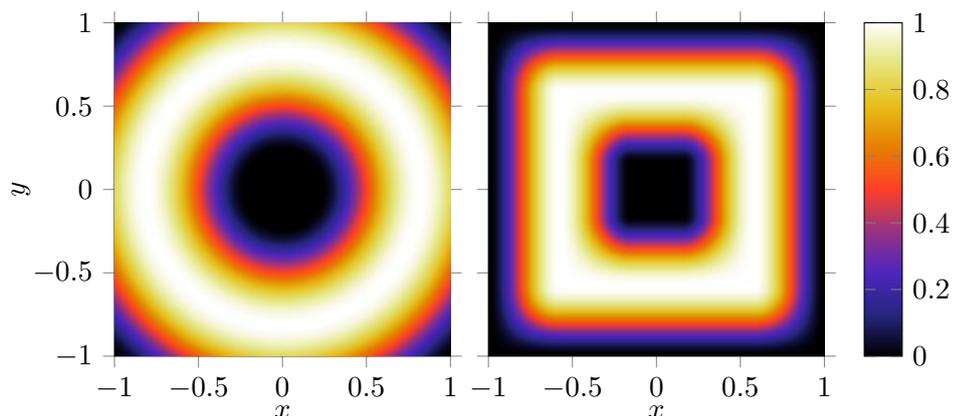


FIGURE 6.7 – Représentations graphiques d'ouvertures apodisées avec une obstruction centrale telle que  $\epsilon = 0.156$ , suivant une fonction sonine de paramètre  $\nu = 3$ . À gauche : Apodisation sonine radiale. À droite : Apodisation sonine croisée.

les avantages de chacune. Ces résultats préliminaires correspondent au cas idéal et traduisent donc les limites de l'apodisation après un passage en binaire.

Pour rappel, ces apodisations sont appliquées à une grille de configuration suivante :

- ratio de l'obstruction centrale  $\epsilon = 0.156$  ;
- barreaux périodiques de largeur constante  $d_{bars} = 12 \mu\text{m}$  ;
- nombre de barreaux par côté  $N_{bars} = 100$ , pour un champ propre de 100 resels autour du lobe central.

Dans la Figure 6.8 sont représentées les PSF des grilles avec et sans apodisation. On remarque qu'il n'y a pas d'étalement du lobe central, et la résolution angulaire est donc bien conservée pour les deux modèles. Dans les deux cas, l'apodisation permet bien d'abaisser le fond de la PSF globalement. Concernant les quatre aigrettes, l'apodisation circulaire les conserve comme attendu. Au contraire, avec l'apodisation sonine croisée, les aigrettes se fondent dans le fond de la PSF après 15 resels à partir du centre. Ce modèle est donc bien mieux adapté pour faire de l'imagerie à grand champ de sources étendues sans générer trop de diffraction parasite.

Le Tableau 6.5 nous montre comment la transmission brute et l'efficacité lumineuse est affectée par l'apodisation, et elles sont forcément diminuées comme attendu, mais il nous montre aussi les gains en termes de dynamique. Concernant la dynamique globale, elle est diminuée mais cela est uniquement dû aux premiers lobes secondaires qui sont légèrement augmentés, tous les autres sont bien plus bas. Les fond de la PSF est très vite atténué en s'éloignant du lobe central. Concernant la dynamique dans les régions situées entre 5 et 15 resels, elle est légèrement meilleure mais rien de significatif, tout comme pour la région entre 15 et 50 resels.

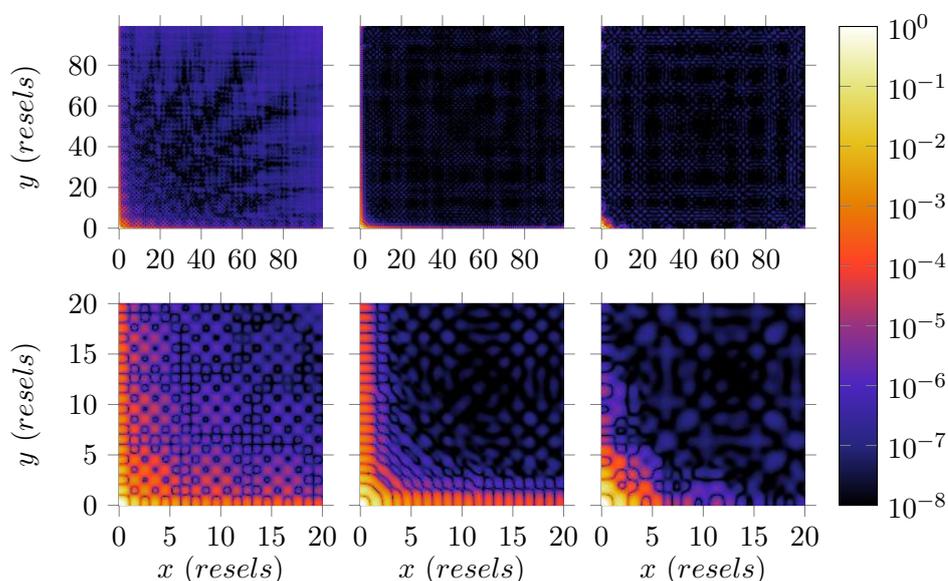


FIGURE 6.8 – Simulations de PSF d’une grille de Fresnel avec différentes apodisations continues (sonines de paramètre  $\nu = 3$ ). Pour raison de symétrie orthogonale, seul le quadrant supérieur droit est représenté. À gauche : Sans apodisation. Au milieu : Apodisation radiale. À droite : Apodisation croisée. En haut : Champ propre de 100 resels de large. En bas : Zoom sur les 20 premiers resels.

TABLEAU 6.5 – Comparaison des performances simulées d’une grille de Fresnel, avec et sans apodisation. Dans les 2 cas apodisés, il s’agit d’une fonction sonine avec la paramètre  $\nu = 3$ . La dynamique globale a diminué mais cela est uniquement dû aux premiers lobes secondaires qui sont légèrement augmentés, tous les autres sont bien plus bas.

Type d’apodisation	Sans	Sonine radiale	Sonine croisée
Transmission brute $T$	47,00 %	32,49 %	25,08 %
Efficacité de focalisation $e$	9,14 %	5,24 %	3,79 %
Dynamique globale	$1,69 \times 10^1$	8,88	8,84
Dynamique dans la région [5, 15] resels	$7,75 \times 10^4$	$3,74 \times 10^6$	$4,45 \times 10^6$
Dynamique dans la région [15, 50] resels	$1,62 \times 10^6$	$4,98 \times 10^6$	$5,34 \times 10^6$

Concernant la dynamique hors aigrettes il n'y pas de différences significatives dans le cadre du développement du prototype UV. Il faut savoir qu'une apodisation adaptée peut normalement amener à une dynamique de l'ordre de  $10^{15}$  en intensité, comme le montrent Nisenson & Papaliolios [48]. Mais dans notre cas il ne faut pas oublier que nous avons les barreaux de maintien qui perturbent la PSF, et surtout seulement 160 anneaux dans la grille du prototype UV. On peut espérer qu'avec une plus grande ouverture comprenant plus d'anneaux, nous pourrions fortement améliorer la dynamique dans le champ lointain.

### 6.3.3 Transition vers l'apodisation binaire

Maintenant que les effets d'une apodisation de type sonine croisée pour les grilles de Fresnel sont validés, il reste à savoir comment adapter une telle apodisation à une grille à transmission binaire. En effet, les simulations précédentes ont été réalisées par modulation de l'intensité de la lumière traversant une grille de Fresnel, mais nous souhaitons une "focalisation par le vide", il faut donc conserver une transmission purement binaire.

Certains algorithmes fonctionnant par itérations permettent d'obtenir des motifs d'apodisation binaire à partir d'une ouverture donnée, comme celui utilisé dans l'article de Carlotti et al. (2011) [14]. Mais ils ne sont pas adaptés à notre problématique car ils auraient tendance à effacer les barreaux de maintien indispensables à la grille de Fresnel, mais aussi à privilégier l'abaissement de la PSF dans des zones d'intérêt restreintes, optimisées pour de l'imagerie de sources ponctuelles proches, faisant considérablement baisser les performances de l'imagerie à grand champ et de sources étendues.

La solution adoptée sur la dernière grille usinée, était une apodisation purement circulaire sur les anneaux, tout simplement en élargissant les anneaux opaques par rapport aux anneaux vides, cette fonction étant croissante du centre aux bords. Mais cela n'a pas pu se faire de manière continue jusqu'au bord. En effet, les anneaux proches du centre conservent une largeur nominale, mais ceux sur les bords et en particulier dans les coins, ne peuvent être élargis que par amincissement des découpes des anneaux ajourés. Le laser de découpe possédant une certaine largeur minimale ( $w_{cut} = 20 \mu\text{m}$ ), il est impossible de découper des ouvertures plus minces que ce diamètre. Ainsi la transmission locale variait de  $t = 1$  au centre à  $t = 0.6$  dans les coins. Cela s'explique par le fait que la largeur nominale du 320<sup>ème</sup> anneau ajouré le plus fin dans les coins possède une largeur valant  $w_{320} = \frac{\sqrt{2}d_{array}}{16N} = 35,9 \mu\text{m}$ , et une découpe d'une largeur de  $20 \mu\text{m}$  équivaut à une transmission locale valant  $t_{min} = 0.59$ .

Une solution serait de réduire la transmission des anneaux ajourés en ajoutant des portions opaques pour donner un anneau ajouré "pointillé", un peu sur le même modèle que les fins sillons séparant les crêtes en forme de pétales de l'occulteur stellaire présenté dans l'article de Cash de 2011 [16]. Je n'ai pas testé cette méthode mais elle serait assez simple à implémenter. De plus elle permettrait de s'affranchir des barreaux de maintien

dans les zones les plus denses. Une autre solution aussi serait de décaler les anneaux de leurs positions nominales afin de décaler leur contribution en phase, et ainsi pouvoir introduire une baisse de transmission locale en intensité jusqu'à  $t = 0$  aux bords par action destructrice de la zone de Fresnel voisine, de la même manière que l'a proposé Andersen en 2010 [4].

Si une apodisation radiale est assez intuitive à appliquer à des anneaux parfaitement circulaires, il en est autrement pour leur appliquer une transmission locale de la forme sonine croisée. En effet, cela signifie que la largeur des anneaux n'est pas constante mais variable en fonction de l'azimut dans le plan de la grille. Il serait par exemple possible de diviser la grille en sous-éléments suffisamment petits pour avoir une transmission locale quasi-continue sur toute la grille, mais une telle transformation provoquerait des discontinuités à petite échelle. Actuellement le format des découpes de grilles est vectorisé, et donc uniquement composé de lignes droites et d'arcs de cercle. Mais avec cette solution, le code actuel de vectorisation, qui transforme les dessins de grilles de Fresnel en découpes pour l'usinage serait alors à refaire en plus complexe.

Ces possibles solutions sont autant de pistes à explorer dans le but d'améliorer la dynamique d'imagerie de l'imageur de Fresnel, et en particulier pour s'affranchir des aigrettes de la PSF qu'une apodisation en forme de sonine croisée peut apporter pour une meilleure imagerie à grand champ. Mais ces pistes ne garantissent de meilleurs résultats que si la simulation numérique et ensuite l'expérimentation optique valident son fonctionnement.



## Conclusions et perspectives

Comme je l'ai déjà dit dans l'introduction, dans la course à la haute résolution angulaire, les télescopes diffractifs à très grande ouverture finiront probablement par exister une fois que les technologies permettant le vol en formation seront vraiment maîtrisées et plus répandues. Au milieu des différents concepts qui sont à l'étude, l'imageur de Fresnel pourrait tirer son épingle du jeu par sa capacité à réaliser de l'imagerie à haute dynamique, et en particulier dans l'astronomie UV qui sera la gamme de longueur d'onde la moins observée dans les prochaines années à venir. C'est pourquoi une mission probatoire à bord de l'ISS est nécessaire afin de prouver sa faisabilité et ses performances.

Pendant ces trois années, j'ai eu la chance de travailler sur ce projet original et ambitieux avec Laurent Koechlin. Cette expérience dans le monde de la recherche m'a donné l'opportunité d'explorer certains axes d'améliorations de l'instrument par la simulation numérique, mais aussi plus concrètement par les échanges riches avec les collaborateurs extérieurs qui ont contribué aux projets, et bien évidemment par l'expérimentation en salle blanche.

Pour y parvenir, j'ai d'abord pris le temps d'étudier et comprendre le système complet de l'imageur, dont "la focalisation par le vide" et la correction du chromatisme n'était pas des phénomènes forcément intuitifs pour moi au début de la thèse. Après avoir déterminé la configuration du nouveau prototype UV avec Laurent Koechlin (cf. 3.3), je me suis d'abord lancé dans le calcul du profil du miroir de Fresnel blazé concave, qui fut finalement assez simple. C'est bien plutôt sa fabrication qui a pris du temps, car chacune des étapes étant réalisée avec différents partenaires extérieurs, elles prenaient souvent plusieurs mois (cf. 4.3.2). Afin d'être très rigoureux dans sa fabrication du début à la fin, nous avons décidé de réaliser des études d'état de surface entre chaque étape, ce qui a rallongé la durée de sa fabrication, mais nous avons ainsi pu lister les différentes améliorations qui pourront être apportées pour l'usinage des prochains modèles. C'est à la fin de cette thèse que, malheureusement pour moi, le prototype UV est enfin prêt à être testé afin de mesurer les performances réelles et valider son fonctionnement avec les nouvelles optiques, en collaboration avec nos collègues de Tübingen en Allemagne.

C'est en parallèle de ces travaux que j'ai pu développer de nouveaux designs de

grilles de Fresnel et simuler leurs performances à l'aide du nouveau programme de simulation. J'ai ainsi pu sélectionner les meilleures options permettant d'améliorer le pouvoir de contraste, au détriment de l'efficacité certes, mais qui est un paramètre moins critique puisqu'il n'y pas de contraintes sur la taille des grilles et celle-ci peut donc être augmentée pour une plus grande surface collectrice. C'est ainsi que les futures grilles disposeront d'une obstruction centrale permettant de s'affranchir du masque d'ordre 0, mais aussi de barreaux périodiques à la place des pseudo-périodiques de l'ancien modèle (cf. 6.2). Concernant l'apodisation carrée, il est maintenant avéré qu'elle est aussi efficace pour les grilles de Fresnel et permettront une meilleure imagerie à grand champ, contrairement à une apodisation purement circulaire qui détériorait la qualité de ce type d'imagerie comme en attestent les fortes aigrettes présentes dans sa PSF. Mais il reste encore à déterminer comment appliquer celle-ci à une transmission binaire en fonction des contraintes d'usinage, même si certaines idées ont déjà été évoquées (cf. 6.3).

Une fois le prototype UV validé et les nouvelles grilles usinées, il faudra encore plus développer l'argumentaire scientifique permettant de convaincre ROSCOSMOS de l'utilité d'une mission probatoire à bord de l'ISS pour la science. En effet, celle-ci ne pourra être acceptée seulement si une liste de cibles astrophysiques précises présentant un intérêt scientifique est dressée. J'aurai aimé pouvoir contribuer au développement de cette étude astrophysique afin de pouvoir étudier l'observabilité de certaines cibles en fonction des caractéristiques de l'instrument qui sont maintenant plus précises (cf. 2.4), mais le développement du prototype était une priorité. Pour cette dernière partie, il faudra donc compter sur l'expertise des partenaires français, espagnols et russes en astronomie UV.

# Annexes



## Annexe A

# *Improvements on Fresnel arrays design for high contrast imaging*

Publié le 4 Janvier 2018 dans *Experimental Astronomy*, l'article original [53] est malheureusement sous copyright.

W. Roux and L. Koechlin. Improvements on fresnel arrays for high contrast imaging. *Experimental Astronomy*, Jan 2018. ISSN 1572-9508. doi: 10.1007/s10686-017-9568-8. URL <https://doi.org/10.1007/s10686-017-9568-8>

Cependant, voici une version pre-print de cet article, aussi disponible sur arXiv.org à l'adresse <http://arxiv.org/abs/1801.00946>.

# Improvements on Fresnel arrays for high contrast imaging

Roux Wilhem      Koechlin Laurent

Submitted: April 9, 2017 – Accepted: December 17, 2017  
by Experimental Astronomy

## Abstract

The Fresnel Diffractive Array Imager (FDAI) is based on a new optical concept for space telescopes, developed at Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP), Toulouse, France. For the visible and near-infrared it has already proven its performances in resolution and dynamic range. We propose it now for astrophysical applications in the ultraviolet with apertures from 6 to 30 meters, aimed at imaging in UV faint astrophysical sources close to bright ones, as well as other applications requiring high dynamic range. Of course the project needs first a probatory mission at small aperture to validate the concept in space. In collaboration with institutes in Spain and Russia, we will propose to board a small prototype of Fresnel imager on the International Space Station (ISS), with a program combining technical tests and astrophysical targets. The spectral domain should contain the Lyman- $\alpha$  line ( $\lambda = 121$  nm). As part of its preparation, we improve the Fresnel array design for a better Point Spread Function in UV, presently on a small laboratory prototype working at 260 nm. Moreover, we plan to validate a new optical design and chromatic correction adapted to UV. In this article we present the results of numerical propagations showing the improvement in dynamic range obtained by combining and adapting three methods : central obturation, optimization of the bars mesh holding the Fresnel rings, and orthogonal apodization. We briefly present the proposed astrophysical program of a probatory mission with such UV optics.

**Keywords:** Fresnel arrays – Diffractive optics – UV imaging – Apodization – High dynamic range – High angular resolution – Exoplanets

## 1 Introduction

Focusing light by diffraction using an alternation of opaque and transparent rings (*i.e.* binary transmission) was first achieved by Soret (1875) [19], inspired by Fresnel experiments (1818) [5]. From this were made Fresnel Zone Plates (FZP). The Fresnel Diffractive Array Imager (FDAI) uses diffractive optics as primary aperture: a Fresnel array, designed initially by Koechlin et al. (2005)

[11]. It is an adaptation of the FZP and uses a binary mask in which transmissive regions are just void apertures. Each opaque ring associated to its adjacent void ring corresponds to a Fresnel zone.  $N$  – number of zones along the radius – sets its focal length  $f$  that can be closely approximated by:

$$f \simeq \frac{d_{array}^2}{8\lambda N}$$

where  $d_{array}$  is the dimension (aperture side) of a square Fresnel array, and  $\lambda$  the wavelength. So a FZP has chromatism: for broad band observation it requires correcting optics as proposed by Schupmann (1899) [17], and later by Faklis and Morris (1989) [4]. In our optical setup (see Figure 1), this correction is made by secondary diffractive optics in a pupil plane, conjugate of the FZP causing aberration.

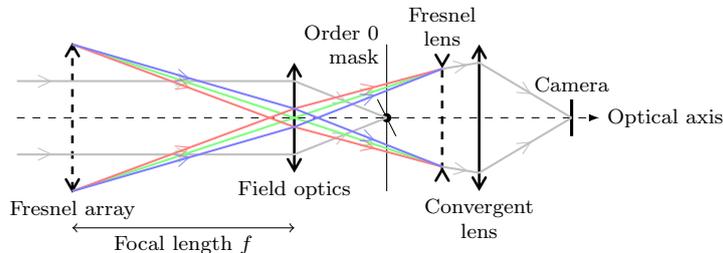


Figure 1: Scheme of the previous Fresnel imager prototype, adapted to the visible. The achromatic rays are in *gray*. The diffracted rays in color represent different wavelengths to show chromatism: *green* for the central wavelength in the bandwidth, *red* for longer and *blue* for shorter. This configuration is optimized for the central wavelength *green*, as the field optics is placed at the corresponding focal plane. One can see that order zero (plane wave) is blocked by the mask in the focal plane of the field optics. Credits: Paul Deba.

Fresnel arrays are very lightweight compared to classical optics, that’s one of the reasons why they can be convenient in space. A very large aperture is feasible: up to 30 meters, (Hinglais 2011) [8], which could provide a higher angular resolution than present space telescopes. At small aperture the concept has been tested from the ground on astrophysical sources: high contrast binary objects (Sirius AB), Mars and its satellites, extended objects: the Moon, planetary surfaces, M42 nebula (Koechlin et al. 2011) [10]. As light is focused only by diffraction through void apertures, it has no interaction with optical material like lenses or reflective surfaces. This is an advantage for UV, more absorbed and diffused by classical optics. Raksasataya et al. (2010) [14] made simulations showing examples in UV astrophysics, such as protoplanetary discs dominated by far-UV radiations. In 2010, a mission based on FDAI has been proposed to the European Space Agency (ESA) in the frame of “Cosmic Vision”, but was rejected, among other reasons, because its Technology Readiness Level (TRL) was not high enough. Since then, FDAI has progressed and should be ready for

tests in relevant conditions: in space. We prepare a proposal for a mission on the International Space Station (ISS) (Roux and Koechlin 2015) [16]. In addition to the technical tests, a scientific program will be defined in collaboration with the Universidad Complutense de Madrid (UCM) and the Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences (INASAN).

In order to avoid diffused light, a Fresnel array has no optical material support, so it is a binary mask: thin opaque plate with void zones. The opaque zones are the union of Fresnel rings and orthogonal bars used to hold them in position. This whole pattern is contained in a square frame. The bar mesh is necessary but has a negative impact on the PSF. In addition to high angular resolution, the astrophysicists community needs instruments with high dynamic range capabilities to detect faint sources in the vicinity of the brightest objects of our Universe — local or far — for investigating new domains of science. This requirement have motivated us to improve the PSF of Fresnel arrays, before preparing a proposal for the probatory mission.

Having no known analytic solution for such an intricate pattern as Fresnel rings with holding bars, in this article we focus on the optimization of Fresnel array design by numerical simulations of their PSFs (Point Spread Functions): their diffraction pattern in the focal plane. First, we describe the configuration of our laboratory prototype, the method we used for numerical simulations and the criteria for comparing performances. Then we study separately the optical improvements implemented and optimized on the Fresnel arrays of our laboratory prototype: central obturation, holding bars mesh and apodization. These simulations will of course not waive the requirement for optical tests in the future, but they greatly accelerate the optimization for our laboratory prototype. We will adapt and apply these solutions to the configuration of the future probatory mission on the ISS.

## 2 Methods

### 2.1 Numerical simulations

We use numerical light propagation to compute the PSFs of our Fresnel arrays before manufacturing them: we have no analytic solution, except in the case of relatively simple FZPs. Our codes to test Fresnel arrays have been initially developed by Serre (2010) [18], and we now have developed a software better suited to our new designs (*e.g.* regularly spaced bars, square apodization).

We use Fresnel propagation to compute the diffraction pattern at a finite distance  $z$  from the initial (objective) plane. After simplifications, the complex amplitude of the light wave can be expressed by:

$$\underline{A}_z(\mathbf{x}) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \exp\left[i\frac{k}{2z}|\mathbf{x}|^2\right] \times \iint_{-\infty}^{\infty} \underline{A}_0(\mathbf{x}_0) \exp\left[i\frac{k}{2z}|\mathbf{x}_0|^2\right] \exp\left[-i\frac{k}{z}(\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}_0)\right] d\mathbf{x}_0 \quad (1)$$

where  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  is the module of the wave vector,  $\mathbf{x}$  is the position vector in the target plane orthogonal to the optical axis,  $A_z(\mathbf{x})$  is the complex amplitude in this plane, placed after propagation at distance  $z$ , and  $A_0(\mathbf{x}_0)$  the amplitude in the aperture (objective) plane. The method is summarized in Figure 2.

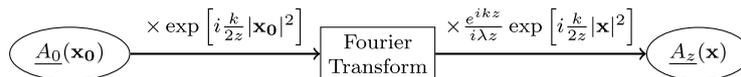


Figure 2: Summarized scheme of numerical propagation using Fresnel diffraction.

With this method we can compute PSFs rapidly compared to the direct application of Kirchhoff’s diffraction formula, thanks to the focal length that is in agreement with the Fresnel approximations. Moreover, we take care that Fresnel arrays are sufficiently sampled to avoid undersampling on the narrowest rings.

To model the propagation through the whole Fresnel imager, we must compute the propagated wavefront plane by plane, *i.e.* compute the complex amplitude of the wave on each optical element and apply the associated phase or mask term. According to Figure 1, computing the PSF of the whole optical train with the old prototype involved five Fresnel propagations, but now only three are required: Fresnel array  $\rightarrow$  field optics  $\rightarrow$  convergent Fresnel grating  $\rightarrow$  focal plane. Indeed in our new UV setup we have been able to remove two elements, which are no longer necessary: the order zero mask and a converging lens, while keeping same or better performances. Furthermore, as the present study just compares among different designs of primary Fresnel arrays having the same optical layout downstream, modeling the first propagation only is sufficient: Fresnel array  $\rightarrow$  prime focus.

## 2.2 Criteria for PSF comparison

In our case, the PSF is the image of a point source at infinity on axis after a propagation through a Fresnel array to its focal plane of diffraction order 1. The simulated PSFs are images made of pixels associated to the relative irradiances.

The orthogonal coordinates are expressed in resels. One resel is a length unit in our images, which corresponds to the main lobe half width (first zero of the diffraction pattern). As our Fresnel arrays have square apertures, a resel has a linear dimension of  $\frac{\lambda f}{d_{array}}$  in the focal plane, or angularly  $\frac{\lambda}{d_{array}}$ .

In the PSF of a square Fresnel array we distinguish three different parts, as in Figure 3 right:

- a square central lobe: light focused by diffraction order 1, with a dimension of  $2 \times 2$  resels;
- four orthogonal spikes: due to the square aperture edges, delimiting four ‘clean field’ quadrants;

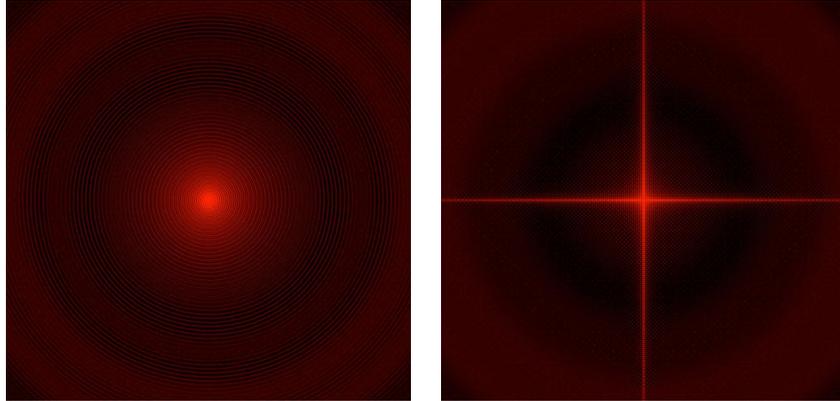


Figure 3: Typical PSF at order 1 of a binary Fresnel zone plate, without bars, without apodization, and without central obturation. The display here boosts low luminosity regions, using a log lookup table. *Left*: Circular aperture. The central lobe is surrounded by concentric rings. *Right*: Square aperture. We can distinguish the central lobe, four orthogonal spikes due to the aperture edges, delimiting four cleaner fields.

- four quadrants: containing (or not, depending on central obturation) stray light from the other diffraction orders, mainly order 0.

Thanks to this symmetry, we need only analyze one quadrant in each case to characterize the PSF quality. To assess the quality of images provided by Fresnel arrays, we use two criteria: transmission efficiency and dynamic range. Other criteria such as angular resolution are of course primordial but related to the size and wavelength, at a smaller extent to apodization (Myers, 1951) [12]. They are less impacted by the internal layout.

### 2.2.1 Efficiency of light transmission to the image

We measure the efficiency of Fresnel arrays by the integrated light in the central lobe of their PSF *i.e.* we normalize the integrated irradiance inside the central lobe, by the the integrated irradiance incident over the whole aperture: the blocking effect of the opaque zones is taken into account here.

This transmission efficiency is crucial: it drives the acquisition time required for a given S/N ratio. For a binary FZP it reaches asymptotically 10.1% at maximum, for an infinite number of Fresnel zones  $N$  in a finite aperture, no central obturation, no bars and no apodization (see a simple demonstration in Attwood (2007) [2, Chapter 9]).

### 2.2.2 Dynamic range

The dynamic range in the images drives the ability to detect faint sources next to bright ones. It is normally expressed by the maximum over the minimum value of a quantity. In our case it is computed from a PSF as the ratio between the maximum in the central lobe, and the highest ‘spurious’ peak outside that lobe, in the clean field.

In the case of an exoplanet orbiting around its star, we infer an angular distance range, so we define a region of interest in the clean field, outside the spikes. For circular apertures, regions of interest are usually defined as rings limited by two radii in resels: IWA (Inner Working Angle) and OWA (Outer Working Angle). In our case with square apertures we define regions of interest by these same values, but they correspond to four squares limited by  $|x|, |y| \in [IWA, OWA]$ , thus excluding the spikes. Due to the spikes, a single exposure lacks two narrow orthogonal bands in the field, but one can complete the coverage with another exposure rotated  $45^\circ$  (Koechlin, Serre, Duchon 2005) [11].

Our measure is adapted to the situation of faint sources in the vicinity of bright, quasi punctual sources. In a different case, as an extended bright source covering the whole field (*e.g.* dense stellar field or large planetary surface), the dynamic range will be affected by the convolution by all the PSF’s secondary peaks outside the central lobe, including the spikes. Experience shows (Koechlin et al. 2011) [10] that the images remain at high resolution, but no longer at high contrast.

It’s difficult to define a region of interest a priori, because it depends on the target object and science case. Thus, in this study we compute the dynamic range for different Fresnel arrays over the PSF up to 100 resels, and we also compute it in certain regions with more details.

### 2.2.3 A compromise between efficiency and dynamic range

In the following we show that different designs of arrays at same dimensions improve the dynamic range but degrade the transmission (*i.e.* luminosity), so we have to find a trade-off between these two. In astrophysical applications, their relative importance depends on the science case.

For example, direct imaging of exoplanets requires high dynamic range and that leads to less luminosity, thus requiring longer acquisition times or larger apertures. As studied by CNES (Hinglais 2011)[8], very large (30 m) Fresnel arrays could be envisioned as lightweight and foldable for launch, but the best compromise needs to be found for a given, affordable aperture.

In the case of our proposal for a probatory mission on the ISS (see Section 7), the constraint will be the focal length: the distance between the Fresnel array and the field optics will be limited to 50 m, which is the available length along the integrated truss (Roux and Koechlin 2015) [16]. That maximum focal length, the minimum observed wavelength and the maximum number of Fresnel rings that can be engraved, will constrain the Fresnel array dimension. We expect it will be limited to 15 - 20 cm. As this validation mission is intended

to have some, though modest, scientific return we have to carefully choose the balance between efficiency and dynamic range. Further, larger (if financed) missions will have the same constraints, at a larger scale.

In this study, we show the improvements in dynamic range, along with the associated efficiency effect on light transmission, on the laboratory prototype.

### 2.3 Specifications of the laboratory prototype

For this numerical study we take the specifications described in Table 1, corresponding to the Fresnel imager prototype built, which is our Mark III: ‘UV, lab’. The previous ones were respectively Mark I: ‘visible, lab’ and Mark II: ‘visible, sky’. The specifications cannot be exactly the same as in a future ‘UV, sky’ prototype because under 242 nm the UV radiations are strongly absorbed by the O<sub>2</sub> in the air. Our ground prototype tests the UV optics at 260 nm, as a long vacuum line housing the whole optical path is unfortunately not in our budget. As part of the new design it is necessary at first to validate the new chromatic corrector for UV. A single reflective surface: a concave blazed Fresnel mirror, replaces the four surfaces and two transmissive media used previously in the Mark II prototype for that purpose, and for image formation at final focus. The new setup also departs from the previous ones by the use of a central obturation to suppress the unwanted orders of diffraction.

Table 1: Specifications of the test UV Fresnel array. We have chosen a 260 nm wavelength to allow air propagation.

Studied wavelength $\lambda$	260 nm (Middle-UV)
Aperture size $d_{array}$	65 mm
Number of Fresnel zones (rings) $N$	160
Resulting focal length $f$	12.755 m

## 3 Central obturation

The role of the order 0 mask in our previous setups was to keep the unfocused light (mostly the order 0 of diffraction) far away from the central lobe of the PSF, to get a clean field with high dynamic range. This mask was in the focal plane of the field optics, upstream from the pupil plane (Figure 1), and it was held by a thin spider. It blocked order 0 but induced stray light by diffraction around it and its spider. Our new prototype has a central obturation embedded in the primary array, which as before blocks order 0, and in addition all the unwanted orders of diffraction (different from 1), as shown in Figure 4.

A central obturation in the Fresnel array reduces stray light, simplifies the design, but also reduces inevitably light transmission. It has an altering effect on the PSF but we can reduce it by apodization, as tested on their design by

Vanderbei et al. (2003) [20]. We could also place this obturation in a pupil plane – atop the chromatic corrector – but this requires a highly absorbing material to avoid reflections.

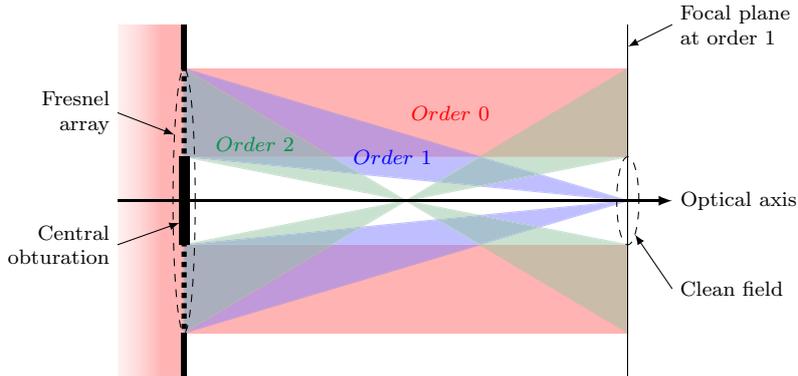


Figure 4: Geometrical effect of central obturation on background light: the focus at diffraction order 1 is in the shadow of the obturation for all other diffraction orders. Light from negative orders is divergent and light from positive orders above 1 is rejected far from the center of the PSF.

For extended objects, the image plane is no longer protected by the central obturation and some unfocused light from order zero reaches the image. However, large field imaging is still done at high (nominal) resolution and acceptable contrast, as shown by our tests on the moon surface (Koechlin *et al.* 2011).

### 3.1 Shape and dimension of the central obturation

Our central obturation is a square mask, which confines its diffraction into four spikes superposed to those from the square aperture.

The clean field, in the central obturation’s shadow, has an angular extent conditioned by that obturation. Equations 2 shows that this extent in resels has a simple expression involving: number of Fresnel zones  $N$  and size ratio  $\epsilon$ .

$$\begin{aligned}
 \epsilon &= \frac{d_{obt}}{d_{array}} = \frac{n_{resels} \times d_{resel}}{d_{array}} \\
 &= \frac{n_{resels}}{d_{array}} \times \frac{\lambda f}{d_{array}} \\
 &= \frac{n_{resels}}{d_{array}} \times \frac{\lambda}{d_{array}} \times \frac{d_{array}^2}{8\lambda N} \\
 &= \frac{n_{resels}}{8N}
 \end{aligned} \tag{2}$$

The parameters are:

- $\epsilon$ : ratio: central obturation to total aperture (linear);
- $d_{obt}$ : size of the central obturation;
- $n_{resels}$ : clean field expressed in resels;
- $d_{resel}$ : resel size.

In our setup we choose  $n_{resels} = 200$ , *i.e.* the a clean field extends 100 resels from center. This corresponds to a central obturation  $d_{obt} = 10.2$  mm, obturation ratio  $\epsilon = 0.156$ .

### 3.2 Results and discussion

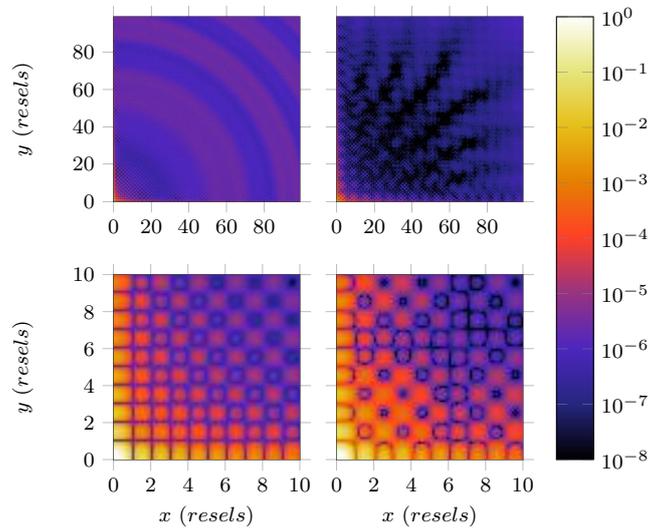


Figure 5: Quadrants of PSFs without central obturation (*left*,  $\epsilon = 0$ ) and with central obturation (*right*,  $\epsilon = 0.156$ ). *Top*: The 100 first resels from center. *Bottom*: Zoom on the 10 first resels.

Table 2: Performances of Fresnel arrays: with and without central obturation.

Obturation $\epsilon$	0	0.156
Raw transmission $T$	49.94 %	48.77 %
Efficiency $e$ at focal plane	10.1 %	9.84 %
Global dynamic range	$2.16 \times 10^1$	$1.70 \times 10^1$
Dynamic range in $[5, 15]$ resels	$5.93 \times 10^4$	$8.83 \times 10^4$
Dynamic range in $[15, 50]$ resels	$3.62 \times 10^5$	$1.66 \times 10^6$

Table 2 confirms that central obturation causes a loss of efficiency due to its blocking effect, however not critical.

We see in Figure 5 that a central obturation covering  $\epsilon = 15.6\%$  of the aperture has a positive impact on the PSF quality, as expected: it reduces the noise in the quadrants without significantly spreading the central lobe. The dynamic range is multiplied by 3 in the clean field between 15 and 50 resels. We observe a sub-pattern with a period of  $1/\epsilon = 6.41$  resels. An adapted apodization alleviates that.

In the following, we use a central obturation with  $\epsilon = 0.156$ .

## 4 Holding bars

For high contrast images we want the light to be focused only by diffraction: no optical material in the voids between Fresnel rings that could diffuse, alter the phase or affect the UV transmission. Still something has to hold the rings in place, such as a spider, the disadvantage of which being that it diffracts, thus pollutes the PSF.

Ideally, pure rings could be held in place by a “non-contact” positioning: electromagnetic or radiation pressure. However, this would add technological burden for a space telescope that will already require formation flying if its focal length goes beyond 50 m, which is the case for large aperture Fresnel arrays.

For the moment we investigate on how to control and limit optically the unwanted diffraction caused by holding the rings, as we show in the following.

### 4.1 Description of the rings holding system

We test two different bars mesh: one with a pseudo-period, same as in the previous prototypes, and a new layout which is periodic. The PSF being altered by both, our goal is to reduce this alteration in the clean field.

#### 4.1.1 Pseudo-periodic bars layout

Previous Fresnel arrays featured non-periodic orthogonal bars: tangent to their Fresnel rings, which are periodic as a function of their square radius. Bars and rings had a different pseudo-frequency: one bar every  $p_{bars}$  ring. We define  $p_{bars}$  – the pseudo-periodicity of bars as a function of rings. This previous pattern of bars corresponded to that of cylindric FZPs, but with unadapted focal lengths.

One can guess (and measure) that in addition to their effect on the PSF, bars reduce transmission, blocking a percentage of the light. To alleviate, we reduce the number of bars and modulate their widths (Fig. 6, *middle*).

The problem arising if we increase  $p_{bars}$  is mechanical instability, even though, due to the high focal ratio, that there is a large tolerance on the rings position for a given wavefront quality. Our previous optical tests have shown that we cannot use a pseudo-period superior to  $p_{bars} = 3$  with ground based (Earth

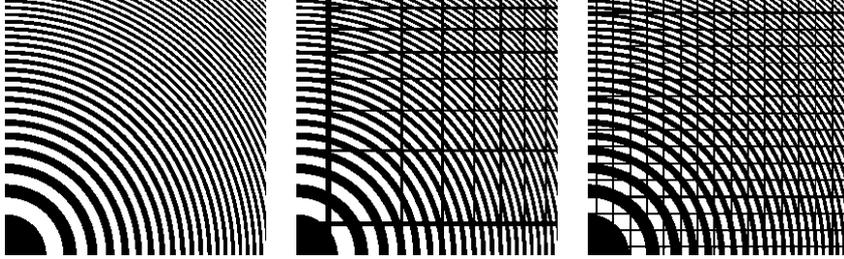


Figure 6: Examples of holding bars for  $N = 20$  Fresnel rings from center to edge. We only show here the top right quadrant, the others are symmetric. *Left*: No bars (transmission  $T = 49.55\%$ ). *Middle*: Pseudo-periodic bars with  $p_{bars} = 3$  ( $T = 42.81\%$ ). *Right*: Periodic bars with  $N_{bars} = 30$  ( $T = 40.12\%$ ).

gravity) conditions. The minimum bars widths is limited by the stiffness of the plate into which the Fresnel array is cut. For ground-based conditions and  $20 \times 20$  cm apertures,  $d_{bars}$  has to be  $\geq 12 \mu m$  to avoid deformations that alters the wavefront (various plates 40 to 150  $\mu m$  thick were tested in previous Fresnel arrays, in stainless steel, copper, CuBe alloy, polyimide, and copper-polyimide sandwich).

#### 4.1.2 Periodic bars layout

Now we compare the performances of a new bars design with the previous ones, using regularly spaced, narrow bars with  $d_{bars} = 12 \mu m$  (Fig. 6, *right*). The bars-rings interaction casts a cleaner periodic dot pattern, into which the stray light is confined. The period can be adjusted so that the resulting effect on the diffraction pattern is mostly rejected outside the clean field, yielding better images.

In a new design, equidistant bars in the aperture are defined by two parameters:

- $d_{bars}$  their widths;
- $N_{bars}$  their number along one side.

Being a 2D grating, a bars mesh with a space periodicity of  $p_{bars}$  will produce in the PSF an array of dots separated by:

$$\frac{\lambda f}{p_{bars}} = \frac{\lambda f (N_{bars} + 1)}{d_{array}} \quad (3)$$

One resel corresponding to a linear size of  $\frac{\lambda f}{d_{array}}$ , if we want no dots in a clean field  $n$ -resel wide from center we have to respect:

$$\frac{\lambda f (N_{bars} + 1)}{d_{array}} > \frac{n \lambda f}{d_{array}} \Leftrightarrow N_{bars} + 1 > n \quad (4)$$

For instance, a clean field size of 100 resels from center implies at least  $N_{bars} = 100$  per side. In larger fields the diffraction pattern (dots) form the bars is present. However, it covers a very small fraction of the field and, same as for the spikes, it the clean field can be completed by a second exposure if necessary.

## 4.2 Results and discussion

Pseudo-periodic bars holding the rings alter significantly the PSF: in the first resels near center, adding noise (Fig. 7) and along the spikes. Fewer bars (higher values of  $p_{bars}$ ) reduce these effects.

Table 3 shows the luminosity efficiency and dynamic range as a function of  $p_{bars}$  for pseudo-periodic bars. We are far from the theoretical efficiency of 10.1 %, this is due to the combined effects of central obturation and bars width, although mostly bars, as with central obturation alone the efficiency reaches 9.84 %.

The global dynamic range (relevant for extended surfaces or dense fields) is not reduced, it is even improved. But the high dynamic range capabilities in the clean field are reduced: respectively divided by 4 with  $p_{bars} = 1$  and by 1.7 with  $p_{bars} = 3$  (the latter setting is that of our previous, Mark II prototype).

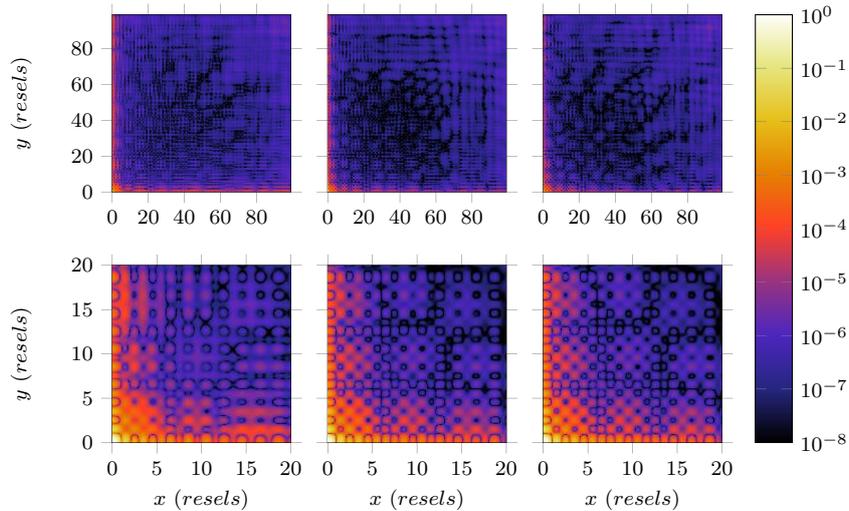


Figure 7: PSFs of Fresnel arrays with pseudo-periodic bars holding the rings. *Left:*  $p_{bars} = 1$ , *Middle:*  $p_{bars} = 2$ , *Right:*  $p_{bars} = 3$ . *Top:* 100-resel field, *Bottom:* 10-resel field near the central lobe.

As a first step towards improvement, replacing pseudo-periodic by periodic bars, we see the following effects:

- no notable change in the central 15 resels.

Table 3: Fresnel arrays performances with different pseudo-periodic bars holding the rings.

Bars periodicity $p_{bars}$	1	2	3	$\infty$ , no bars
Raw transmission $T$	31.41 %	39.42 %	42.32 %	48.77 %
Efficiency at focal plane $e$	4.09 %	6.42 %	7.40 %	9.84 %
Global dynamic range	$2.70 \times 10^1$	$2.04 \times 10^1$	$1.88 \times 10^1$	$1.70 \times 10^1$
Dynamic range in $[5, 15]$ resels	$8.08 \times 10^4$	$1.37 \times 10^5$	$1.11 \times 10^5$	$8.83 \times 10^4$
Dynamic range in $[15, 50]$ resels	$4.48 \times 10^5$	$1.09 \times 10^6$	$9.49 \times 10^5$	$1.66 \times 10^6$

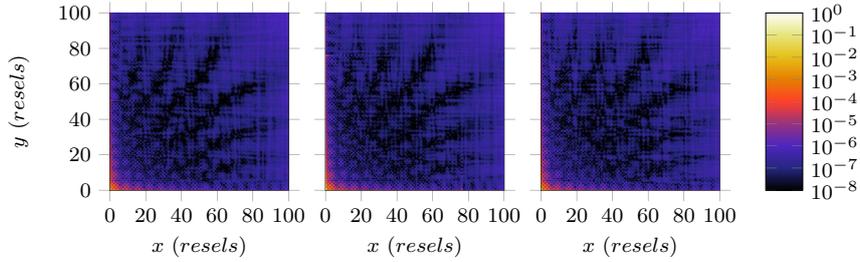


Figure 8: PSFs for truly periodic bars holding the rings: different bar frequencies (number of bars per side) compared at constant bar width  $d_{bars} = 12 \mu m$ : *Left*:  $N_{bars} = 50$ . *Middle*:  $N_{bars} = 75$ . *Right*:  $N_{bars} = 100$ .

Table 4: Fresnel array performances with truly periodic bars holding the rings, as a function of frequency  $N$  (number of bars per side), at constant bar width  $d_{bars} = 12 \mu m$ .

$N_{bars}$	50	75	100	Without
Transmission rate $T$	47.87 %	47.47 %	47.00 %	48.77 %
Efficiency $e$	9.48 %	9.33 %	9.14 %	9.84%
Global dynamic range	$1.70 \times 10^1$	$1.70 \times 10^1$	$1.69 \times 10^1$	$1.70 \times 10^1$
Dynamic range in $[5, 15]$ resels	$9.00 \times 10^4$	$8.46 \times 10^4$	$7.75 \times 10^4$	$8.83 \times 10^4$
Dynamic range in $[15, 50]$ resels	$1.95 \times 10^6$	$1.62 \times 10^6$	$1.62 \times 10^6$	$1.66 \times 10^6$

- The expected bright dots in the far field (Figure 8) in each  $(N_{bars} + 1)^{th}$  resels.
- Except at these points the PSF background is smoother and the dynamic range almost twice better.
- The four spikes are well constrained, better than with pseudo-periodic bars.

In Table 4, we have set the bars width to ( $d_{bars} = 12 \mu\text{m}$ ). Reducing the period of bars to reject further out their dots in the image slightly degrades light transmission, and has no effect on the PSF near the central lobe. The dynamic range is even better with  $N_{bars} = 50$  than without bars, but some bright dots remain. At  $N_{bars} = 100$ , dots are chased out of the clean field, and on a different aspect the structure is mechanically more resistant. The performances slightly decrease compared to  $N_{bars} = 50$ , but remain better than with the previous pseudo-periodic setup  $p_{bars} = 3$ .

So for the next step we keep a periodic bars mesh with the following parameters:  $N_{bars} = 100$  and  $d_{bars} = 12 \mu\text{m}$ , and work on other aspects to further improve the dynamic range.

## 5 Apodization by transmittance modulation

Apodization reduces the secondary lobes of the PSF, and so improves the dynamic range in the image. The way it is done usually reduces transmission, except for PIAA (Guyon et al. 2005) [7]. The crux of the matter is to get the best contrast with the best efficiency. A classical apodization smoothly modulates the aperture transmittance  $t(x, y)$  from center to edge. However, our Fresnel grids have a binary transmittance that can only be 0 or 1. We simulate a fractional transmittance by changing the relative size of voids between Fresnel rings (duty cycle): the voids in Fresnel zones are set to half the local pseudo-period where a maximum transmission is required, and they are thinned where the transmission needs to be decreased. They could as well be enlarged (G. Andersen, 2010) [1] or locally displaced, which has an effect on the relative phase locally, thus on the integrated wave amplitude at focus. In the following we investigate the best apodization function for dynamic range in the images of Fresnel arrays.

### 5.1 Our new apodization

The previous Fresnel arrays were already apodized but we now work on an orthogonal apodization, different from the radial law we used before. Among different approaches (*e.g.* PIAA (Guyon et al. 2005 [7]), we have chosen the apodized square aperture (ASA), following Nisenson and Papaliolios (2001) [13], which is efficient enough for a small aperture and simple to implement.

### 5.1.1 Apodization function

The choice among different apodization functions for ASA depends on the desired dynamic range, transmission efficiency, and to some extent roughness of the PSF background. In our case we use a sonine function, defined for  $x \in [-1, 1]$ :

$$f(x) = (1 - x^2)^{\nu-1} \quad (5)$$

$\nu > 1$  is a parameter defining the apodization strength (see Fig. 9 left),  $x$  is the position in the aperture :  $x = 0$  at center and  $|x| = 1$  at the edges.

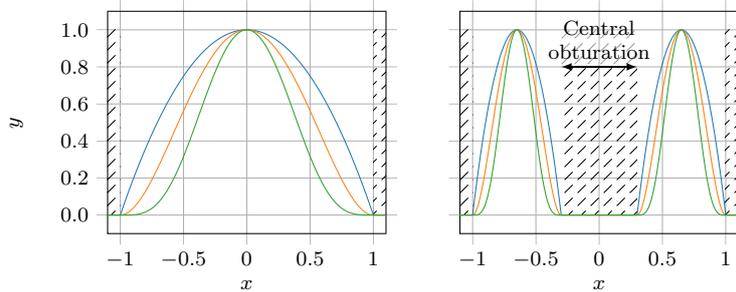


Figure 9: *Left*: The sonine function as described by Nisenson and Papaliolios (2001) [13] with three values of  $\nu$  (*Blue*:  $\nu = 2$ , *Orange*:  $\nu = 3$ , *Green*:  $\nu = 5$ ). *Right*: Our adapted sonine function decreases to  $f = 0$  around the central obturation, to minimize its effect of the PSF (in this case  $\epsilon = 30\%$ ).

We have a central obturation, so we adapted the sonine function. We start from a 1-dimensional apodization function (see Fig. 9 right) as:

$$f_{obt}(x) = \begin{cases} \left[ 1 - \left( \frac{2|x|-1-\epsilon}{1-\epsilon} \right)^2 \right]^{\nu-1} & \text{if } \epsilon < |x| \leq 1, \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (6)$$

$\epsilon$  is the central obturation (linear) ratio to the total aperture, so  $\epsilon \in ]0, 1]$ .

### 5.1.2 Two dimensional apodization

**Radial sonine apodization** For a circular aperture where  $(r, \theta)$  are the polar coordinates, the argument  $r$  of the sonine apodization function varies from  $-1$  to  $1$  along a diameter:

$$f_{2D}(r, \theta) = f_{obt}(r), \quad \forall \theta \quad (7)$$

If we use a circular sonine apodization in a square aperture,  $f_{obt}$  varying from  $-1$  to  $1$  along a diagonal, the transmission does not reach zero smoothly on the edges (see Fig. 10 left). However, the resulting PSF has some interesting characteristics, as shown later.

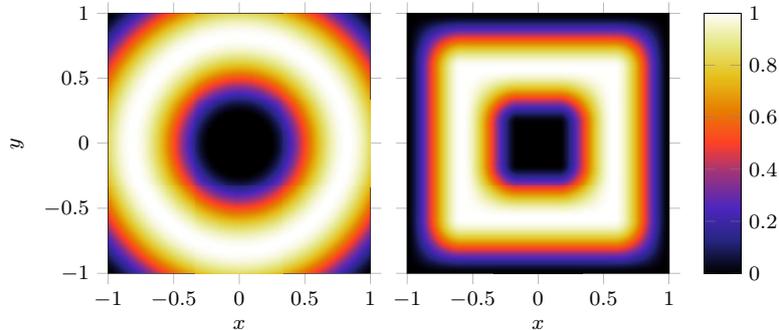


Figure 10: Two examples of apodized apertures with central obturation  $\epsilon = 0.156$ , and sonine function  $\nu = 3$ . *Left*: Radial sonine apodization. *Right*: Crossed sonine apodization.

**Crossed sonine apodization** To better fit a square aperture, we can use a crossed sonine function as defined by Nisenson and Papaliolios (2001) [13], adapted for central obturation (see Fig. 10 right):

$$f_{2D}(x, y) = \begin{cases} 1 - [(1 - f_{obt}(x))(1 - f_{obt}(y))] & \text{if } |x| \leq \frac{1+\epsilon}{2} \text{ and } |y| \leq \frac{1+\epsilon}{2}, \\ f_{ext}(x)f_{ext}(y) & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (8)$$

where  $f_{ext}$  is an extension of  $f_{obt}$ :

$$f_{ext}(x) = \begin{cases} 1 & \text{if } |x| < (1 + \epsilon)/2, \\ \left[ 1 - \left( \frac{2|x| - 1 - \epsilon}{1 - \epsilon} \right)^2 \right]^{\nu - 1} & \text{if } (1 + \epsilon)/2 < |x| \leq 1, \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (9)$$

### 5.1.3 Partial apodization

Ideal apodization functions imply transmittances varying from  $t = 0$  to  $t = 1$ . Because of a limit in manufacturing, a binary Fresnel array cannot reach  $t = 0$  just by modulating the duty ratio of the binary Fresnel rings: this would imply infinitely thin cuts, whereas the thinnest laser cutting tools available to us have a  $\sim 20 \mu\text{m}$  width.

For our Fresnel array, the outer and narrowest half-zone measures  $w_{320} = \frac{\sqrt{2}d_{array}}{16N} = 35.9 \mu\text{m}$ , and considering a cutting width  $w_{cutting} = 20 \mu\text{m}$ . That's equivalent to a minimum local transmittance of  $t_{min} = 0.59$ , assuming that the thinned half-zone remains centered on the original one.

A solution to reduce the light transmitted by the outer zones is dashing them to reduce their transmission, as in the thin “inter-petal” ridges of stellar occulters from Cash (2011) [3]. We have not tested this method yet, but it is simple to implement.

## 5.2 Results of apodization, and discussion

In our apodized Fresnel arrays, we set the following:

- central obturation  $\epsilon = 0.156$ ;
- periodic holding bars mesh with  $d_{bars} = 12 \mu m$ ;
- $N_{bars} = 100$ , for a 100-resel wide clean field.

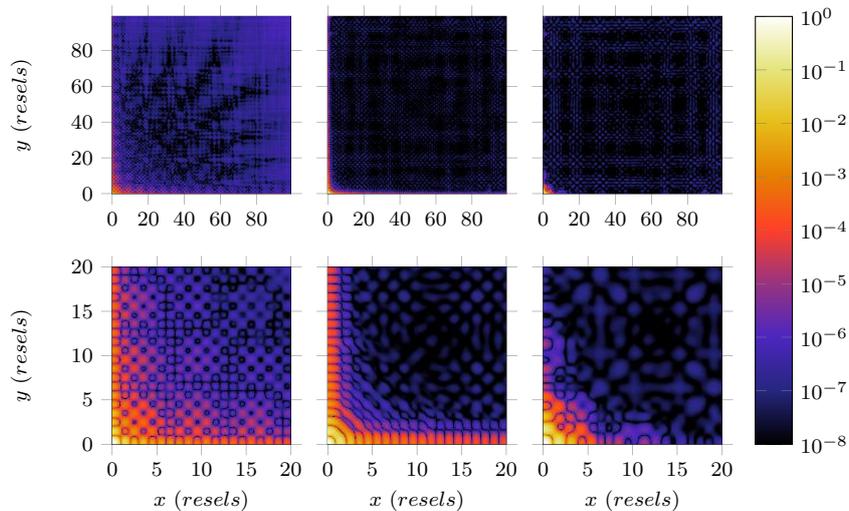


Figure 11: PSFs of Fresnel arrays with different 2D sonine apodizations at  $\nu = 3$  (see Equation 5). *Left*: No apodization, *Middle*: Radial sonine, *Right*: Crossed sonine. *Top*: 100-resel field from the main lobe, *Bottom*: Zoom on the 20 first resels from the main lobe. The PSF is symmetrical, so only the upper right quadrant is displayed.

Fig. 11 compares the PSF: without apodization and with 2 types of apodization. The angular resolution is preserved. Concerning the four spikes spreading from the central lobe, the radial sonine apodization leaves them high because it does not correct the aperture edges. On the contrary, with the crossed sonine apodization the spikes disappear after 15 resels from center. They are efficiently removed by a crossed sonine apodization, that has a smooth transition on the edges. As a consequence, square Sonine is adapted to imaging relatively extended objects.

Table 5 shows how raw transmission  $T$  and efficiency  $\epsilon$  at focus are affected by the apodization. With apodization there is a much higher dynamic range in the close field (multiplied by  $\approx 500$  between 5 and 15 resels), than without. Beyond 15 resels, the dynamic range continues to increase but slower. The quality of the far field is improved too (multiplied by  $\approx 5$  between 15 and 50 resels). An adapted apodization yields theoretically to a very high dynamic

Table 5: Transmission, efficiencies and dynamic ranges without and with 2D apodizations.

2D apodization function	Without	Radial sonine	Crossed sonine
Transmission through aperture $T$	47.00 %	32.49 %	25.08 %
Light efficiency at focus $e$	9.14 %	5.24 %	3.79 %
Global dynamic range	$1.69 \times 10^1$	8.88	8.84
Dynamic range in [5, 15] resels	$7.75 \times 10^4$	$3.74 \times 10^6$	$4.45 \times 10^6$
Dynamic range in [15, 50] resels	$1.62 \times 10^6$	$4.98 \times 10^6$	$5.34 \times 10^6$

range ( $10^{15}$  in intensity) as shown by Nisenson and Papaliolios [13]. But in our case, the perturbations from bars limit the dynamic range to the order of  $10^7$  with a 160 Fresnel rings aperture. A larger number of Fresnel rings should improve that limit: our Mark II prototype has a 696-ring Fresnel array adapted to the visible, but its focal length is too long in UV for our tests.

## 6 Optical tests on artificial sources

The above work leads to the choice of a Fresnel array to manufacture for the next optical tests in UV. We vectorize this layout for production by laser machine tools: at present a Fresnel array adapted for UV has been carved, but not optimized by apodization. Manufacturing a Fresnel array is a matter of weeks in delivery time and a few hundred euros in cost. The other optical elements are ready to be tested. A new dispersion correction grating in reflexion is just finished, it will be used for the optical tests in the UV domain and will be the subject of an upcoming article.

In order to test the Fresnel imager in UV, we first prepare an observing run on artificial UV sources, where we will validate the PSF optically and confirm the numerical results. These tests will be carried in the next months, in the frame of our collaboration with the University of Tübingen, Germany, where we will use a photon counting UV camera based on a crossed stripes anode (CSA) and micro-channel plates stacks (MCPs) to detect the faintest stray light in the PSF, using high contrast test targets.

## 7 Test mission proposed in space on the ISS, and Scientific return

Next we will apply for a test mission with a new Fresnel imager prototype (Mark IV), that we will propose to place on the ISS for a test run on astrophysical sources in UV. Specifications are detailed in Table 6.

The probatory mission that we propose consists of 2 modules, as shown in the Figure 12. The Fresnel array module contains the primary aperture,

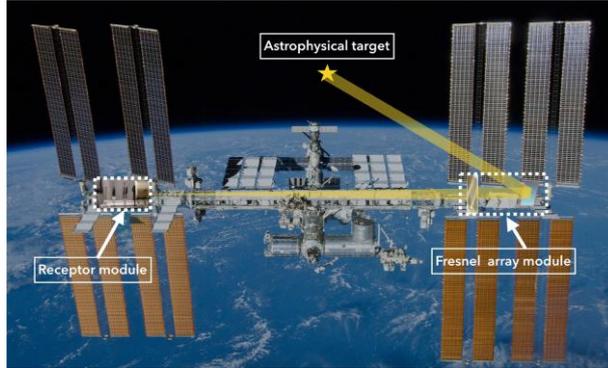


Figure 12: Sketch of the proposed probatory mission on the ISS (Credit for background image: NASA/Crew of STS-132). The focusing element: a Fresnel array, is in its module (on the *right*). The field optics and the Fresnel mirror are in the receptor module (on the *left*), the light beam is represented in yellow. A siderostat mirror in front of the Fresnel array folds the beam, it allows target pointing and image stabilization for the tests on the ISS.

Table 6: Specifications of the future proposed probatory mission.

Wavelength range	120-200 nm (includes Lyman- $\alpha$ at $\lambda = 121$ nm)
Aperture $d_{array}$	15 cm
number of Fresnel zones $N$	500
Distance: Fresnel lens to field optics	45 m

fixed. That's why it also contains a siderostat to aim at different targets and compensate for the drifts and vibrations of the ISS. The second module contains the field optics, chromatic corrector and focal instruments : a UV camera and a spectro-imager for example).

We had similar action plans for our previous validations in the visible: we tested our Fresnel imager (Mark II) on astrophysical targets (Sirius AB, Mars satellites, M42 and  $\theta$  Ori). This has been much more informative than the previous tests on artificial sources. We plan to do the same for UV with various astrophysical targets. These tests have three aspects:

- angular resolution;
- low contrast, (relatively) large field imaging;
- high contrast imaging at narrow field.

For each of these we will choose adapted astrophysical targets, and if possible bring along some scientific returns: even though we plan to have a modest 15 cm aperture, the high contrast capabilities associated with a 0.15 arc second resolution in Lyman- $\alpha$  should allow some new results for well-chosen science cases such as close stellar environments and solar system objects (Koechlin and Berdeu 2014 [9]).

Once validated in relevant space conditions, we plan to apply for a full sized UV imager that could be used as space telescope for a broad set of astrophysical science cases requiring high dynamic range in UV (see Raksataya et al. 2011 [15], Gómez de Castro 2011 [6], Hinglais 2011 [8]).

## 8 Conclusion

From this study on our ground prototype, we see that for holding the Fresnel rings, a regular spacing of bars provides better images than the pseudo-periodic spacing in our previous prototypes. The crossed sonine apodization is clearly better for extended sources, and provides a higher dynamic range for narrow fields despite the efficiency loss in luminosity. To keep the high quality wave-front allowed by binary transmission (opaque and void rings), we will apply the apodization by modulation of the rings duty ratio, as we already had done in our previous prototypes.

Thanks to this numerical propagation tool adapted for imaging by Fresnel arrays, the design is optimized before manufacturing. The optical tests are planned in Germany in the next few months. Our prototype is tested at  $\lambda = 260$  nm, although we plan to propose science cases as far in UV as Lyman- $\alpha$  for the large Fresnel arrays, as well as for the probatory mission on the ISS: the present work helps to validate a new optical design and chromatic correction for UV, which will remain similar at shorter wavelengths.

## References

- [1] G. Andersen. Membrane photon sieve telescopes. *Applied Optics*, 49(33):6391–6394, Nov 2010.
- [2] D. Attwood. *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications*. Cambridge University Press, 2007.
- [3] W. Cash. Analytic modeling of starshades. *ApJ*, 738:76, September 2011.
- [4] Dean Faklis and G M. Morris. Broadband imaging with holographic lenses. *Optical Engineering*, 28(6):286592–286592–, 1989.
- [5] Augustin-Jean Fresnel. Mémoire sur la diffraction de la lumière. pages 339–475, 1818.
- [6] A. I. Gómez de Castro. The Fresnel space imager as a disk evolution watcher. *Experimental Astronomy*, 30:205–216, June 2011.
- [7] O. Guyon, E. A. Pluzhnik, R. Galicher, F. Martinache, S. T. Ridgway, and R. A. Woodruff. Exoplanet Imaging with a Phase-induced Amplitude Apodization Coronagraph. I. Principle. *The Astrophysical Journal*, 622:744–758, March 2005.
- [8] E. Hinglais. A space Fresnel imager concept assessment study led by CNES for astrophysical applications. *Experimental Astronomy*, 30:85–110, June 2011.
- [9] L. Koechlin. The Fresnel Diffractive Imager for UV astrophysics : proposed test mission in space. In *40th COSPAR Scientific Assembly*, volume 40 of *COSPAR Meeting*, 2014.
- [10] Laurent Koechlin, Jean-Pierre Rivet, Paul Deba, Denis Serre, Truswin Raksataya, René Gili, and Jules David. First high dynamic range and high resolution images of the sky obtained with a diffractive fresnel array telescope. *Experimental Astronomy*, 33(1):129–140, 2011.
- [11] Laurent Koechlin, Denis Serre, and Paul Duchon. High resolution imaging with fresnel interferometric arrays: suitability for exoplanet detection. *A&A*, 443(2):709–720, 2005.
- [12] Ora E. Myers. Studies of Transmission Zone Plates. *American Journal of Physics*, 19:359–365, September 1951.
- [13] Peter Nisenson and Costas Papaliolios. Detection of earth-like planets using apodized telescopes. *The Astrophysical Journal Letters*, 548(2):L201, 2001.
- [14] Truswin Raksataya, Paul Deba, Jean-Pierre Rivet, René Gili, Denis Serre, and Laurent Koechlin. Fresnel diffractive imager: instrument for space mission in the visible and uv. In *Space Telescopes and Instrumentation: Ultraviolet to Gamma Ray*, volume 7732 of *Proc. SPIE*, 2010.

- [15] Truswin Raksasataya, Ana-Ines Gomez de Castro, Laurent Koechlin, and Jean-Pierre Rivet. A space fresnel imager for ultra-violet astrophysics: example on accretion disks. *Experimental Astronomy*, 30(2):183, 2011.
- [16] W. Roux and L. Koechlin. Diffractive telescope for protoplanetary disks study in UV. In F. Martins, S. Boissier, V. Buat, L. Cambrésy, and P. Petit, editors, *SF2A-2015: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, pages 289–292, December 2015.
- [17] Ludwig Schupmann. *Die Medial-Fernrohre - Eine neue Konstruktion für große astronomische Instrumente*. Teubner-Verlag, 1899.
- [18] D. Serre. The Fresnel imager: instrument numerical model. *Experimental Astronomy*, 30:111–121, June 2011.
- [19] Jacques-Louis Soret. Sur les phénomènes de diffraction produits par les réseaux circulaires. *Archives des Sciences physiques et naturelles*, 52:320–337, 1875.
- [20] Robert J. Vanderbei, David N. Spergel, and N. Jeremy Kasdin. Spiderweb masks for high-contrast imaging. *The Astrophysical Journal*, 590(1):593, 2003.



# Table des figures

1.1	Le spectre solaire. . . . .	9
1.2	Transmission en intensité du spectre électromagnétique entre le haut de l'atmosphère et le sol. . . . .	10
1.3	Atténuation du rayonnement électromagnétique par l'atmosphère. . . . .	11
1.4	Etoiles dans la constellations d'Orion vues par OAO-2 dans l'ultraviolet. . . . .	18
1.5	Image et spectre de la comète IRAS-Araki-Alcock obtenu par IUE. . . . .	19
1.6	Image d'une aurore jovienne obtenue par l'instrument STIS du HST. . . . .	21
1.7	Image de la queue de matière laissée par Mira A dans l'UV, découverte et prise par GALEX. . . . .	22
2.1	Principe des interférences par représentation de la phase d'une onde dans le plan complexe. . . . .	28
2.2	Phase de l'onde complexe $\varphi$ au foyer $F'$ en fonction de la distance au centre optique $r$ dans le plan du motif diffractant. . . . .	28
2.3	Schéma représentant la géométrie d'un réseau de Fresnel. . . . .	29
2.4	Un exemple de réseau de Fresnel. . . . .	30
2.5	Schéma représentant les différentes focales d'un réseau de Fresnel. . . . .	32
2.6	Taches de diffraction à travers un instrument optique possédant une ouverture carrée ou une ouverture circulaire. . . . .	33
2.7	Simulations d'images dans le plan focal d'un point à l'infini sur l'axe optique à travers un réseau de Fresnel circulaire, et à travers un réseau de Fresnel carré. . . . .	39
2.8	Représentation graphique de différentes coupes radiales d'images formées par un réseau de Fresnel circulaire et un réseau de Fresnel carré suivant différents axes. . . . .	40
2.9	Un des premiers modèles de <i>grille de Fresnel</i> élaboré par Laurent Koechlin, Paul Deba et Denis Serre. . . . .	41
2.10	Résultat de simulations de PSF normalisées produites sur un ancien modèle de grille de Fresnel carrée avec un nombre d'anneaux croissants : 20, 60, 150, 300, 600 et 6000 zones, comparées à une optique classique de même ouverture. . . . .	45
2.11	Schéma du principe d'achromatisation de l'imageur de Fresnel. . . . .	49

2.12	Représentation graphique de la bande passante dans un système d'imageur de Fresnel achromatisé. . . . .	51
2.13	Vue d'artiste de la mission nominale. . . . .	53
2.14	Vision générale des éléments de la mission probatoire qui sera proposée pour embarquer à bord de l'ISS. . . . .	57
3.1	Première grille de Fresnel pour le prototype de Génération I. . . . .	64
3.2	Photo du banc optique du module de l'imageur de Fresnel dédiée à la correction du chromatisme du prototype de Génération I. . . . .	66
3.3	Principe de fonctionnement du masque d'ordre 0. . . . .	67
3.4	Exemple de masque d'ordre 0. . . . .	67
3.5	Lentille blazée servant de correcteur chromatique dans le prototype de Génération I. . . . .	67
3.6	Photo du prototype de Génération II monté sur la grande lunette de Nice. . . . .	69
3.7	Photo de la grille de Fresnel du prototype de Génération II. . . . .	69
3.8	Image de $\epsilon$ Lyrae prise par le prototype de Génération II. . . . .	71
3.9	Images de Mars et de ses deux satellites prises par le prototype de Génération II. . . . .	71
3.10	Taux d'absorption de la silice fondue en fonction de la longueur d'onde. . . . .	73
3.11	Premier schéma du miroir de Fresnel blazé concave. . . . .	74
3.12	Schéma de la configuration du nouveau prototype UV vue du haut. . . . .	75
3.13	Photo de la grille utilisée pour le prototype UV. . . . .	75
4.1	Illustration du principe de fractionnement d'une lentille classique en lentille de Fresnel. . . . .	81
4.2	Illustration du principe de fractionnement d'une lentille classique en lentille de Fresnel blazée cophasée. . . . .	82
4.3	Exemple d'efficacité de transmission au point focal d'une lentille de Fresnel blazée en fonction de la longueur d'onde incidente. . . . .	83
4.4	Exemple de lentille de Fresnel blazée divergente pour une efficacité maximale à l'ordre $-1$ de diffraction. . . . .	84
4.5	Exemple de discrétisation en marches de la courbure d'une lentille de Fresnel blazée. . . . .	85
4.6	Profil du miroir de Fresnel blazé pour le prototype UV. . . . .	87
4.7	Profil du miroir sphérique correspondant à l'optique de refocalisation. . . . .	87
4.8	Profil du miroir de Fresnel blazé pour le prototype UV. . . . .	88
4.9	Principe de gravure cumulative sur 8 niveaux. . . . .	90
4.10	Profil le plus simple à graver dans une surface concave pour obtenir le miroir de Fresnel blazé pour le prototype UV. . . . .	93
4.11	Échantillon du second masque de gravure pour le miroir de Fresnel. . . . .	93
4.12	Exemple de dépôt de résine pour la sixième étape correctement aligné. . . . .	95
4.13	Différence de rugosités sur le miroir de Fresnel blazé. . . . .	96
4.14	Photo du miroir de Fresnel blazé éclairé uniformément. . . . .	97
4.15	Mesure de surface dans la zone 1 du miroir par interférométrie après gravure. . . . .	98

4.16 Coupe radiale de la mesure dans la zone 1 du miroir par interférométrie après gravure. . . . .	99
4.17 Histogramme de la mesure dans la zone 1 du miroir par interférométrie après gravure. . . . .	100
4.18 Mesure de surface dans la zone 2 du miroir par microscopie confocale après gravure. . . . .	101
4.19 Coupe radiale de la mesure dans la zone 2 du miroir par microscopie confocale après gravure. . . . .	101
4.20 Histogramme de la mesure dans la zone 2 du miroir par microscopie confocale après gravure. . . . .	102
4.21 Mesure de surface dans la zone 3 du miroir par microscopie confocale après gravure. . . . .	103
4.22 Coupe radiale de la mesure dans la zone 2 du miroir par microscopie confocale après gravure. . . . .	103
4.23 Histogramme de la mesure dans la zone 3 du miroir par microscopie confocale après gravure. . . . .	104
4.24 Mesure des rugosités de surface par microscopie à force atomique après gravure. . . . .	107
4.25 Mesure des rugosités de surface par microscopie à force atomique après polissage magnéto-rhéologique. . . . .	109
4.26 Coupe radiale de la mesure dans la zone 1 du miroir par interférométrie après polissage magnéto-rhéologique. . . . .	110
4.27 Taux de réflexion du revêtement UV proposé par Silios Technologies. . . . .	111
4.28 Mesure des rugosités de surface par microscopie à force atomique après dépôt du revêtement UV réfléchissant. . . . .	112
5.1 Schéma représentant les différents paramètres intervenant dans l'équation du principe de Huygens-Fresnel. . . . .	120
5.2 Schéma décrivant les étapes de la modélisation de la propagation de Fresnel sur une distance $z$ aux matrices représentant un front d'onde. . . . .	125
6.1 Schéma représentant les conséquences d'une obstruction centrale . . . . .	136
6.2 Comparaison des PSF avec et sans obstruction centrale. . . . .	138
6.3 Exemples des différents types de barreaux de maintien. . . . .	141
6.4 Simulations de PSF pour des grilles de Fresnel avec système de barreaux pseudo-périodiques. . . . .	142
6.5 Simulations de PSF pour des grilles de Fresnel avec système de barreaux périodiques. . . . .	144
6.6 Représentation graphique de la fonction sonine, et de sa version adaptée pour une ouverture présentant une obstruction centrale. . . . .	146
6.7 Représentations graphiques d'ouvertures apodisées : sonine radiale et sonine croisée. . . . .	148
6.8 Simulations de PSF d'une grille de Fresnel avec différentes apodisations continues. . . . .	149



# Liste des tableaux

1.1	Les bandes UV standards. . . . .	8
2.1	Caractéristiques techniques possibles pour la mission probatoire à bord de l'ISS. . . . .	58
3.1	Caractéristiques techniques de la première grille de Fresnel pour le prototype de Génération I. . . . .	65
3.2	Caractéristiques techniques de la grille de Fresnel pour le prototype de Génération II. . . . .	70
3.3	Caractéristiques techniques de la grille de Fresnel pour le prototype UV. . . . .	76
4.1	Caractéristiques de la lentille de Fresnel blazée usinée pour le prototype de Génération I. . . . .	85
4.2	Caractéristiques du miroir de Fresnel blazé pour le prototype UV. . . . .	86
4.3	Analyse statistique de la dispersion des rugosités du miroir de Fresnel blazé concave après gravure dans les 3 zones caractéristiques. . . . .	106
4.4	Analyse statistique de la dispersion des rugosités du miroir de Fresnel blazé concave après polissage magnéto-rhéologique. . . . .	109
4.5	Analyse statistique de la dispersion des rugosités du miroir de Fresnel blazé concave après dépôt du revêtement UV réfléchissant. . . . .	112
6.1	Caractéristiques techniques de la grille de Fresnel pour le prototype UV. . . . .	135
6.2	Comparaison des performances avec et sans obstruction centrale. . . . .	138
6.3	Performances simulées des grilles de Fresnel avec des barreaux pseudo-périodiques en fonction de $p_{bars}$ . . . . .	143
6.4	Performances simulées des grilles de Fresnel avec des barreaux périodiques en fonction de $N_{bars}$ . . . . .	143
6.5	Comparaison des performances simulées d'une grille de Fresnel, avec et sans apodisation. . . . .	149



---

# Bibliographie

- [1] National Aeronautics and Space Administration. Hubble space telescope - servicing mission 4 media reference guide. Brochure, 2009. URL [https://www.nasa.gov/pdf/327688main\\_09\\_SM4\\_Media\\_Guide\\_rev1.pdf](https://www.nasa.gov/pdf/327688main_09_SM4_Media_Guide_rev1.pdf). 43
- [2] M. F. Ahearn, D. G. Schleicher, and P. D. Feldman. The discovery of S2 in comet IRAS-Araki-Alcock 1983d. *Astrophysical Journal Letters*, 274 :L99–L103, November 1983. doi: 10.1086/184158. 19
- [3] G. B. Airy. On the Diffraction of an Object-glass with Circular Aperture. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 5 :283, 1835. 33
- [4] G. Andersen. Membrane photon sieve telescopes. *Applied Optics*, 49(33) :6391–6394, Nov 2010. 151
- [5] Arianespace. Ariane 5 - technical overview. Brochure, September 2015. URL [http://www.arianespace.com/wp-content/uploads/2015/10/Ariane5\\_Brochure\\_Nov2016.pdf](http://www.arianespace.com/wp-content/uploads/2015/10/Ariane5_Brochure_Nov2016.pdf). 42
- [6] W. A. Baum, F. S. Johnson, J. J. Oberly, C. C. Rockwood, C. V. Strain, and R. Tousey. Solar Ultraviolet Spectrum to 88 Kilometers. *Physical Review*, 70 : 781–782, November 1946. doi: 10.1103/PhysRev.70.781. 17
- [7] L. Bianchi and GALEX Team. GALEX (The Galaxy Evolution Explorer). *Memorie della Società Astronomia Italiana*, 71 :1117, 2000. 22
- [8] A. Boggess, F. A. Carr, D. C. Evans, D. Fischel, H. R. Freeman, C. F. Fuechsel, D. A. Klinglesmith, V. L. Krueger, G. W. Longanecker, and J. V. Moore. The IUE spacecraft and instrumentation. *Nature*, 275 :372–377, October 1978. doi: 10.1038/275372a0. 14, 19
- [9] M. R. Bolcar, S. Aloczos, V. T. Bly, C. Collins, J. Crooke, C. D. Dressing, L. Fantano, L. D. Feinberg, K. France, G. Gochar, Q. Gong, J. E. Hylan, A. Jones, I. Linares, M. Postman, L. Pueyo, A. Roberge, L. Sacks, S. Tompkins, and G. West. The Large UV/Optical/Infrared Surveyor (LUVOIR) : Decadal Mission concept design update. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 10398 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1039809, September 2017. doi: 10.1117/12.2273848. 23

- [10] J.R. Bolton and C.A.C. Cotton. The Ultraviolet Disinfection Handbook. American Water Works Association, 2011. ISBN 9781613000779. URL <https://books.google.fr/books?id=1-Aw1BVoJVgC>. 9
- [11] V. Bourrier, A. Lecavelier des Etangs, H. Dupuy, D. Ehrenreich, A. Vidal-Madjar, G. Hébrard, G. E. Ballester, J.-M. Désert, R. Ferlet, D. K. Sing, and P. J. Wheatley. Atmospheric escape from HD 189733b observed in H I Lyman- $\alpha$  : detailed analysis of HST/STIS September 2011 observations. Astronomy & Astrophysics, 551 :A63, March 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201220533. 20
- [12] S. Bowyer and R. F. Malina. The Extreme Ultraviolet Explorer. In E. Rolfe, editor, ESA Special Publication, volume 310 of ESA Special Publication, page 189, August 1990. 16
- [13] A. L. Broadfoot, B. R. Sandel, D. E. Shemansky, S. K. Atreya, T. M. Donahue, H. W. Moos, J. L. Bertaux, J. E. Blamont, J. M. Ajello, and D. F. Strobel. Ultraviolet spectrometer experiment for the Voyager mission. Space Science Reviews, 21 :183–205, November 1977. doi: 10.1007/BF00200850. 15
- [14] A. Carlotti, R. Vanderbei, and N. J. Kasdin. Optimal pupil apodizations for arbitrary apertures. ArXiv e-prints, August 2011. 150
- [15] G. R. Carruthers, H. M. Heckathorn, A. N. Witt, J. C. Raymond, C. B. Opal, and R. J. Dufour. The Far Ultraviolet Imaging Spectrograph on SPARTAN :281. In S. Bowyer and C. Leinert, editors, The Galactic and Extragalactic Background Radiation, volume 139 of IAU Symposium, page 459, 1990. 13
- [16] W. Cash. Analytic modeling of starshades. ApJ, 738 :76, September 2011. doi: 10.1088/0004-637X/738/1/76. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/738/1/76>. 150
- [17] A. D. Code, editor. Scientific results from the orbiting astronomical observatory (OAO-2), volume 310 of NASA Special Publication, 1972. 14, 17, 18
- [18] R. J. Davis. The Telescope Experiment. SAO Special Report, 282, July 1968. 17
- [19] N. A. Dimov, A. B. Severny, and A. M. Zvereva. The Night Sky Brightness Measured from Satellites Kosmos 51 and 213. In R. Muller, L. Houziaux, and H. E. Butler, editors, Ultraviolet Stellar Spectra and Related Ground-Based Observations, volume 36 of IAU Symposium, page 325, 1970. 13
- [20] J. T. Early, R. Hyde, and R. L. Baron. Twenty-meter space telescope based on diffractive Fresnel lens. In H. A. MacEwen, editor, UV/Optical/IR Space Telescopes : Innovative Technologies and Concepts, volume 5166 of Proceedings of the SPIE, pages 148–156, February 2004. doi: 10.1117/12.506232. 26, 48, 79, 80

- 
- [21] D. Ehrenreich, A. Lecavelier Des Etangs, G. Hébrard, J.-M. Désert, A. Vidal-Madjar, J. C. McConnell, C. D. Parkinson, G. E. Ballester, and R. Ferlet. New observations of the extended hydrogen exosphere of the extrasolar planet HD 209458b. *Astronomy & Astrophysics*, 483 :933–937, June 2008. doi: 10.1051/0004-6361:200809460. 20
- [22] Dean Faklis and G M. Morris. Broadband imaging with holographic lenses. *Optical Engineering*, 28(6) :286592–286592–, 1989. doi: 10.1117/12.7977006. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.7977006>. 48, 49
- [23] J. D. Fix, J. D. Craven, and L. A. Frank. Measurements of the diffuse ultraviolet radiation. *Astrophysical Journal*, 345 :203–209, October 1989. doi: 10.1086/167896. 13
- [24] International Organization for Standardization. Space environment (natural and artificial) – process for determining solar irradiances. Standard, International Organization for Standardization, Geneva, CH, May 2007. 8
- [25] Augustin-Jean Fresnel. Mémoire sur la diffraction de la lumière. In *Mémoires de l'Académie des Sciences*, pages 339–475, 1818. URL [http://www.academie-sciences.fr/pdf/dossiers/Fresnel/Fresnel\\_pdf/Mem1818\\_p339.pdf](http://www.academie-sciences.fr/pdf/dossiers/Fresnel/Fresnel_pdf/Mem1818_p339.pdf). 27
- [26] Augustin-Jean Fresnel. *Mémoire sur un Nouveau Système d'Éclairage des Phares*. L'imprimerie Royale, 1822. URL <http://www.bibnum.education.fr/physique/optique/memoire-sur-un-nouveau-systeme-d-eclairage-des-phares>. 81
- [27] A. I. Gómez de Castro, I. Pagano, M. Sachkov, A. Lecavelier Des Étangs, G. Piotto, R. González, and B. Shustov. Science with the World Space Observatory - Ultraviolet. *Astrophysics and Space Science Proceedings*, 7 :319–327, March 2009. 23
- [28] O. Guyon, E. A. Pluzhnik, R. Galicher, F. Martinache, S. T. Ridgway, and R. A. Woodruff. Exoplanet Imaging with a Phase-induced Amplitude Apodization Coronagraph. I. Principle. *The Astrophysical Journal*, 622 :744–758, March 2005. doi: 10.1086/427771. URL <http://dx.doi.org/10.1086/427771>. 145
- [29] W. M. Harris. IUE Observations of the Impact of Comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter. In W. Wamsteker, R. Gonzalez Riestra, and B. Harris, editors, *Ultraviolet Astrophysics Beyond the IUE Final Archive*, volume 413 of *ESA Special Publication*, page 37, 1998. 19
- [30] S. R. Heap and CETUS Team. Cosmic Evolution Through UV Spectroscopy (CETUS) : A NASA Probe-Class Mission Concept. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #229*, volume 229 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 238.27, January 2017. 23

- [31] E. Hinglais. A space Fresnel imager concept assessment study led by CNES for astrophysical applications. *Experimental Astronomy*, 30 :85–110, June 2011. doi: 10.1007/s10686-011-9218-5. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10686-011-9218-5>. 43, 44
- [32] E. Hinglais, P. Duchon, C. Dupuy, B. Meyssignac, D. Flamenbaum, M.-C. Charmeau, V. Costes, P. Etcheto, J. Gayraud, D. Arrat, L. Doumic, A. Gomes, P. Raizonville, C. Rouzies, D. Delrieu, L. Koechlin, D. Serre, P. Deba, and T. Raksasataya. Rapport d'étude PASO – Imageur de Fresnel. Technical Report DCT/DA/PA - 2010.0023433, CNES, October 2010. 44
- [33] Roderick A. Hyde. Eyeglass. 1. very large aperture diffractive telescopes. *Appl. Opt.*, 38(19) :4198–4212, Jul 1999. doi: 10.1364/AO.38.004198. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-38-19-4198>. 26, 48, 79, 80
- [34] E. B. Jenkins, M. A. Reale, P. M. Zucchino, and U. J. Sofia. High Resolution Spectroscopy in the Far UV : Observations of the Interstellar Medium by IMAPS on ORFEUS-SPAS. *Astrophysics and Space Science*, 239 :315–360, September 1996. doi: 10.1007/BF00645785. 14
- [35] Johannes Kepler. *Dioptricae*. Typis Davidis Franci, 1611. 118
- [36] D. C. Knauth, B.-G. Andersson, S. R. McCandliss, and H. W. Moos. Discovery of Interstellar N<sub>2</sub>. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 36 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1439, December 2004. 21
- [37] L. Koechlin, D. Serre, P. Deba, R. Pelló, C. Peillon, P. Duchon, A. I. Gomez de Castro, M. Karovska, J.-M. Désert, D. Ehrenreich, G. Hebrard, A. Lecavelier Des Etangs, R. Ferlet, D. Sing, and A. Vidal-Madjar. The Fresnel interferometric imager. *Experimental Astronomy*, 23 :379–402, March 2009. doi: 10.1007/s10686-008-9112-y. 50
- [38] Laurent Koechlin, Denis Serre, and Paul Duchon. High resolution imaging with fresnel interferometric arrays : suitability for exoplanet detection. *A&A*, 443(2) : 709–720, 2005. doi: 10.1051/0004-6361:20052880. URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20052880>. 26, 41, 44, 45
- [39] Laurent Koechlin, Jean-Pierre Rivet, Paul Deba, Denis Serre, Truswin Raksasataya, René Gili, and Jules David. First high dynamic range and high resolution images of the sky obtained with a diffractive fresnel array telescope. *Experimental Astronomy*, 33(1) :129–140, 2011. ISSN 1572-9508. doi: 10.1007/s10686-011-9277-7. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10686-011-9277-7>. 136
- [40] Laurent Koechlin, Mehdi Yadallee, Truswin Raksasataya, and Anthony Berdeu. New progress on the fresnel imager for uv space astronomy. *Astrophysics and Space Science*, 354(1) :147–153, 2014. ISSN 1572-946X. doi: 10.1007/s10509-014-2129-y. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10509-014-2129-y>. 50, 74

- 
- [41] Y. Kondo, K. G. Henize, and C. L. Kotila. Ultraviolet Spectrophotometry of Canopus from Gemini XI. Astrophysical Journal, 159 :927, March 1970. doi: 10.1086/150370. 13
- [42] A. Lallemand. La Photographie Photoelectronique. L'Astronomie, 51 :300–304, 1937. 13
- [43] A. Lecavelier des Etangs, A. Vidal-Madjar, A. Roberge, P. D. Feldman, M. Deleuil, M. André, W. P. Blair, J.-C. Bouret, J.-M. Désert, R. Ferlet, S. Friedman, G. Hébrard, M. Lemoine, and H. W. Moos. Deficiency of molecular hydrogen in the disk of  $\beta$  Pictoris. Nature, 412 :706–708, August 2001. 22
- [44] P. Léna, D. Rouan, and F. Lebrun. L'observation en astrophysique. Savoirs actuels. Astrophysique. EDP Sciences, 2008. ISBN 9782868838773. 11
- [45] C. Martin, T. Barlow, W. Barnhart, L. Bianchi, B. K. Blakkolb, D. Bruno, J. Bushman, Y.-I. Byun, M. Chiville, T. Conrow, B. Cooke, J. Donas, J. L. Fanson, K. Forster, P. G. Friedman, R. Grange, D. Griffiths, T. Heckman, J. Lee, P. N. Jelinsky, S.-W. Kim, S.-C. Lee, Y.-W. Lee, D. Liu, B. F. Madore, R. Malina, A. Mazer, R. McLean, B. Milliard, W. Mitchell, M. Morais, P. F. Morrissey, S. G. Neff, F. Raison, D. Randall, M. Rich, D. Schiminovich, W. Schmitgal, A. Sen, O. H. W. Siegmund, T. Small, J. M. Stock, F. Surber, A. Szalay, A. H. Vaughan, T. Weigand, B. Y. Welsh, P. Wu, T. Wyder, C. K. Xu, and J. Zsoldas. The Galaxy Evolution Explorer. In J. C. Blades and O. H. W. Siegmund, editors, Future EUV/UV and Visible Space Astrophysics Missions and Instrumentation., volume 4854 of Proceedings of the SPIE, pages 336–350, February 2003. doi: 10.1117/12.460034. 22
- [46] D. C. Morton, J. F. Drake, E. B. Jenkins, J. B. Rogerson, L. Spitzer, and D. G. York. Spectrophotometric Results from the Copernicus Satellite. II. Composition of Interstellar Clouds. Astrophysical Journal, 181 :L103, May 1973. doi: 10.1086/181195. 18
- [47] Ora E. Myers. Studies of Transmission Zone Plates. American Journal of Physics, 19 :359–365, September 1951. doi: 10.1119/1.1932827. URL <http://dx.doi.org/10.1119/1.1932827>. 35
- [48] Peter Nisenson and Costas Papaliolios. Detection of earth-like planets using apodized telescopes. Astrophysical Journal Letters, 548(2) :L201, 2001. URL <http://stacks.iop.org/1538-4357/548/i=2/a=L201>. 145, 146, 147, 150
- [49] N. Panagia. IUE observations of SN 1987A. 1988 Società Astronomica Italiana, Memorie, 60 :145–150, 1989. 19
- [50] A. Pérez Calpena, J. Pepoy, W. Wamsteker, and R. A. Harris. IUE spacecraft operations. Final report. ESA Publications Division, ESTEC Noordwijk, The Netherlands, September 1997. 18

- [51] Truswin Raksasataya. The Fresnel Diffractive Array Imager : Ground-based Validation and Space Applications. Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III, December 2010. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00577925>. 68
- [52] J. B. Rogerson, L. Spitzer, J. F. Drake, K. Dressler, E. B. Jenkins, D. C. Morton, and D. G. York. Spectrophotometric Results from the Copernicus Satellite. I. Instrumentation and Performance. Astrophysical Journal, 181 :L97–L102, May 1973. doi: 10.1086/181194. 18
- [53] W. Roux and L. Koechlin. Improvements on fresnel arrays for high contrast imaging. Experimental Astronomy, Jan 2018. ISSN 1572-9508. doi: 10.1007/s10686-017-9568-8. URL <https://doi.org/10.1007/s10686-017-9568-8>. 135, 157
- [54] M. Sachkov, B. Shustov, I. Savanov, and A. I. Gómez de Castro. WSO-UV project for high-resolution spectroscopy and imaging. Astronomische Nachrichten, 335 : 46–50, January 2014. doi: 10.1002/asna.201312015. 23
- [55] Ludwig Schupmann. Die Medial-Fernrohre - Eine neue Konstruktion für große astronomische Instrumente. Teubner-Verlag, 1899. 48, 80
- [56] D. Serre. The Fresnel imager : instrument numerical model. Experimental Astronomy, 30 :111–121, June 2011. doi: 10.1007/s10686-010-9200-7. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10686-010-9200-7>. 131
- [57] Denis Serre. L'imageur interférométrique de Fresnel : un instrument spatial pour l'observation à haute résolution angulaire. PhD thesis, Université Paul Sabatier Toulouse 3, 2007. URL <http://www.theses.fr/2007TOU30225/document>. Dirigée par Koechlin, Laurent. 45, 47, 50, 64, 68, 77, 80, 140
- [58] J. M. Shull. The Cosmic Origins Spectrograph and the Future of Ultraviolet Astronomy. In M. E. van Steenberg, G. Sonneborn, H. W. Moos, and W. P. Blair, editors, American Institute of Physics Conference Series, volume 1135 of American Institute of Physics Conference Series, pages 301–308, May 2009. doi: 10.1063/1.3154069. 21
- [59] G. Sonneborn. FUSE Mission Overview and Status. In IAU Joint Discussion, volume 11 of IAU Joint Discussion, 2000. 21
- [60] Jacques-Louis Soret. Sur les phénomènes de diffraction produits par les réseaux circulaires. Archives des Sciences physiques et naturelles, 52 :320–337, 1875. 26, 30
- [61] W. B. Sparks, K. P. Hand, M. A. McGrath, E. Bergeron, M. Cracraft, and S. E. Deustua. Probing for Evidence of Plumes on Europa with HST/STIS. Astrophysical Journal, 829 :121, October 2016. doi: 10.3847/0004-637X/829/2/121. 20

- 
- [62] Mark W. Thomson, Geoffrey W. Marks, and John M. Hedgepeth. Light-weight reflector for concentrating radiation, October 21 1997. URL <https://patentimages.storage.googleapis.com/pdfs/US5680145.pdf>. Patent Number 5680145. 43
- [63] M.F. Tompsett, G.F. Amelio, W.J. Bertram, R.R. Buckley, W.J. McNamara, J.C. Mikkelsen, and D.A. Sealer. Charge-coupled imaging devices : Experimental results. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 18 :992–996, November 1971. doi: 10.1109/T-ED.1971.17321. 14
- [64] Robert J. Vanderbei, David N. Spergel, and N. Jeremy Kasdin. Spiderweb masks for high-contrast imaging. *The Astrophysical Journal*, 590(1) :593, 2003. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/590/i=1/a=593>. 136
- [65] G. W. Webb. New Variable for Fresnel Zone Plate Antennas. In *Proceedings of the 2003 Antenna Applications Symposium (27th)*, volume 1, pages 92–106, 2003. URL <http://www.dtic.mil/get-tr-doc/pdf?AD=ADP017231>. 37
- [66] B. E. Woodgate, R. A. Kimble, C. W. Bowers, S. Kraemer, M. E. Kaiser, A. C. Danks, J. F. Grady, J. J. Loiacono, M. Brumfield, L. Feinberg, T. R. Gull, S. R. Heap, S. P. Maran, D. Lindler, D. Hood, W. Meyer, C. Vanhouten, V. Argabright, S. Franka, R. Bybee, D. Dorn, M. Bottema, R. Woodruff, D. Michika, J. Sullivan, J. Hetlinger, C. Ludtke, R. Stocker, A. Delamere, D. Rose, I. Becker, H. Garner, J. G. Timothy, M. Blouke, C. L. Joseph, G. Hartig, R. F. Green, E. B. Jenkins, J. L. Linsky, J. B. Hutchings, H. W. Moos, A. Boggess, F. Roesler, and D. Weistrop. The Space Telescope Imaging Spectrograph Design. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110 :1183–1204, October 1998. doi: 10.1086/316243. 20
- [67] Y. M. Chesnokov and A. S. Vasileisky. Space-based very high resolution telescope based on amplitude zoned plate. In *International Conference on Space Optics*, Toulouse Labege, France, December 1997. 26
- [68] D. G. York, J. F. Drake, E. B. Jenkins, D. C. Morton, J. B. Rogerson, and L. Spitzer. Spectrophotometric Results from the Copernicus Satellite.VI. Extinction by Grains at Wavelengths Between 1200 and 1000 Å. *Astrophysical Journal*, 182 :L1, May 1973. doi: 10.1086/181204. 18





---

## Résumé

---

Cette thèse a été réalisée entre 2014 et 2017 en vue de la préparation d'une mission probatoire du projet *Imageur de Fresnel* permettant de réaliser des observations astronomiques dans le domaine ultraviolet (UV). Il s'agit d'un modèle de télescope spatial diffractif imaginé et développé principalement par Laurent Koechlin depuis 2004. Son optique primaire est une *grille de Fresnel*, optique très légère (de l'ordre du kilogramme) parfaitement adaptée pour servir à une mission d'observation spatiale de très grande envergure, utilisant le principe des réseaux zonés de Fresnel. Afin de prouver la faisabilité d'une mission probatoire sur la Station Spatiale Internationale (ISS) fonctionnant dans l'ultraviolet, l'instrument doit d'abord faire la preuve de ses performances au sol.

Le premier objectif a donc été de concevoir un nouveau prototype sol adapté à l'observation dans l'ultraviolet. Cela a nécessité la définition d'une nouvelle configuration de l'ensemble du système imageur, ainsi que la réalisation de nouvelles optiques, et en particulier celle du correcteur du chromatisme induit par la grille d'un nouveau genre. Il s'agit d'un miroir de Fresnel blazé concave, qui a été réalisé pour la première fois avec succès.

Le second a été de perfectionner le modèle de grille de Fresnel, afin d'en améliorer ses qualités de haut contraste en conservant sa résolution maximale. Cela s'est fait par la modification des barreaux de maintien des anneaux, ainsi que par l'application d'une apodisation adaptée à cette optique particulière. La nouvelle grille du prototype d'une largeur de 65 mm seulement, permet théoriquement d'atteindre une dynamique de  $10^6$  à 15 resels (éléments de résolution), probablement meilleure avec la grille qui sera utilisée pour la mission probatoire, et bien supérieure encore avec les grilles de grandes dimensions si un jour elles sont utilisées pour l'astrophysique UV.

**Mots clés** : Imageur de Fresnel, Télescope diffractif, Astronomie UV, Imagerie haut contraste, Apodisation

---

## Abstract

---

This Ph.D. thesis work was made between 2014 and 2017, in order to prepare a probatory mission of the Fresnel Imager for astronomical observations in the ultraviolet (UV) domain. The Fresnel Imager is a concept of diffractive telescope created and developed mainly by Laurent Koechlin since 2004. Its primary optics is a Fresnel grid : a very light weight optics (in the range of kilograms) using the principle of Fresnel zone plates. Fresnel arrays are adapted to large apertures in space. In order to prove the feasibility of a probatory mission on the International Space Station (ISS), the instrument has first to prove its performances on the ground.

The initial goal of my thesis was to conceive a new prototype adapted to UV. This required a new configuration of the entire imaging system, as well as the realization of new optics, particularly those correcting the chromatism induced by that new kind of diffractive imaging. This chromatic corrector is a concave blazed Fresnel mirror, which has been successfully realized for the first time.

The second goal was to improve the design of the Fresnel grid, in order to enhance its high contrast performances while preserving its diffraction-limited resolution. This was obtained by modifying the setup which holds the rings in place, as well as by the application of an apodization adapted to this particular optics. The new Fresnel grid in the prototype is 65 mm  $\times$  65 mm only, but its point spread function reaches a dynamic range of  $10^6$  at 15 resels (resolution element) from center. This will be further improved when a slightly larger array planned for the probatory mission on the ISS. Later, space missions could feature Fresnel grids several meters in size, yielding diffraction-limited images in the UV.

**Keywords** : Fresnel Imager, Diffractive telescope, UV astronomy, High contrast imaging, Apodization