



THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LIEGE

spécialité

Optique

Présentée en vue de l'obtention du grade de Docteur en Sciences

Conception et modélisation des réseaux de diffraction pour imageur hyperspectral miniature dans le domaine du visible à l'infrarouge moyen

Par Bernard SABUSHIMIKE

Promoteur de thèse : Prof. Serge Habraken

Jury : Prof. Denis Grodent (ULiège), Prof. Jean Surdej (ULiège),
Dr. Lucien HOFFMANN (LIST), Dr. Vincent Moreau (AMOS),
Prof. Jérôme Loïcq (CSL), Prof. Serge Habraken (ULiège)

Comité de Thèse : V. Moreau , J. Loïcq , J. Surdej , S. Habraken

Liège, Septembre 2020

Table des figures

2.1	<i>Réseau rectangulaire et paramètres associés</i>	5
2.2	<i>Réseau de profil sinusoïdal et paramètres associés</i>	6
2.3	<i>Réseau de profil triangulaire et paramètres associés</i>	7
2.4	<i>Représentation de l'expérience des fentes de Young et répartition de l'intensité lumineuse sur l'axe y à une distance D des fentes</i>	8
2.5	<i>Schéma représentant les conditions de création d'un ordre de diffraction à partir de deux rayons issus d'une onde plane.</i>	9
3.1	<i>Signes des ordres de diffraction d'un réseau.</i>	12
3.2	<i>Représentation schématique d'une réflexion spéculaire : α est l'angle de blaze, θ_i est l'angle d'incidence, θ_d est l'angle de diffraction et N et T sont respectivement les normales au plan et à la facette du réseau.</i>	13
3.3	<i>Agrandissement anamorphique du réseau.</i>	17
3.4	<i>Image MEB d'un oeil de Mite.</i>	20
3.5	<i>Fonctionnement du polariseur large bande utilisant des réseaux métalliques de période submicronique.</i>	21
4.1	<i>Montage Ebert-Fastie</i>	23
4.2	<i>Montage Czerny-Turner</i>	24
4.3	<i>Montage Monk-Gillieson</i>	25
4.4	<i>Montage Littrow</i>	26
4.5	<i>Montage monochromateur double</i>	27
4.6	<i>Spectrographe circulaire de Rowland</i>	30
4.7	<i>Spectrographe de Wadsworth. La lumière collimatée est incidente sur un réseau concave ; la lumière diffractée de deux longueurs d'onde est représentée et focalisée sur différents points.</i>	31
4.8	<i>Spectrographe à champ plat. Le spectre de λ_{01} à λ_{02} ($> \lambda_{01}$) est représenté sur une ligne.</i>	32
4.9	<i>Géométrie du monochromateur à déviation constante, α étant l'angle de blaze. Pour balayer les longueurs d'onde, la fente d'entrée et la fente de sortie restent fixes pendant la rotation du réseau.</i>	33
4.10	<i>Géométrie du spectromètre à réseau convexe</i>	34

TABLE DES FIGURES

5.1	<i>Image CAO (Carnegie Airborne Observatory) montrant l'invasion d'une zone humide des îles Hawaï par des espèces invasives (arbre à soie en rouge clair et rose, goyavier fraise en rouge sombre)</i>	39
5.2	<i>Erosion avancée des berges du lac Ahémé à Houédjro, rive Atlantique, obstruant presque la piste déserte longeant le plan d'eau</i>	41
5.3	<i>Comparaison entre carte obtenue par classification d'une image hyperspectrale (Probe-1) à gauche et minute de terrain à droite pour un secteur de l'île de Baffin, Canada</i>	43
5.4	<i>Résultat de classification du niveau 4 qui montre différents matériaux et espèces végétales dans 20 classes de la zone urbaine de Bonn avec une précision de classification globale de 75,9 pour cent</i>	45
6.1	<i>Propagation d'onde électromagnétique</i>	53
6.2	<i>Profondeur des sillons d'un réseau blazé</i>	54
6.3	<i>Efficacité de diffraction d'un réseau blazé idéal optimisé à la longueur d'onde de blaze λ_b et dans l'ordre 1.</i>	57
6.4	<i>Efficacités de diffraction des réseaux optimisés dans les ordres 1 et 2 à une longueur d'onde de blaze de 1000 nm.</i>	59
6.5	<i>Efficacités de diffraction du réseau optimisé dans l'ordre 1 à une longueur d'onde de blaze de 1000 nm.</i>	59
6.6	<i>Tracé de rayon géométrique sur un réseau en relief de surface.</i>	64
6.7	<i>Prédiction de la théorie scalaire étendue de la hauteur optimale en fonction du rapport de la période à la longueur d'onde.</i>	66
6.8	<i>Prédiction de la théorie scalaire étendue de l'efficacité de diffraction pour une incidence de 25 degrés et pour une longueur d'onde de blaze de 1000 nm.</i>	67
6.9	<i>Ombre à la lumière créée par la profondeur du profil en relief de surface</i>	68
7.1	<i>L'instrument Chandrayaan 2</i>	71
7.2	<i>Efficacités de diffraction exigées du réseau.</i>	72
7.3	<i>Profils idéal et arrondis utilisés dans les simulations pour une longueur d'onde de blaze de 3000 nm (les axes ne sont pas à la même échelle).</i>	73
7.4	<i>Efficacité de diffraction du 1er ordre, calculée par la théorie scalaire, d'un réseau optimisé à une longueur d'onde de 3000 nm en utilisant le profil idéal.</i>	74
7.5	<i>Efficacités de diffraction non polarisées du 1er ordre, calculées par la théorie rigoureuse PcGrate, d'un réseau optimisé à une longueur d'onde de 3000 nm en utilisant les profil idéal, moins et plus arrondis.</i>	75
7.6	<i>Reseau multi-blaze.</i>	75
7.7	<i>Influence de l'angle de blaze α sur la profondeur des sillons avec un dratf angle γ</i>	76
7.8	<i>Efficacités de diffraction de 9 profils blazés correspondant aux 9 longueurs d'onde de blaze comme montré sur la légende calculées par la théorie scalaire.</i>	77

7.9	<i>Efficacités de diffraction du réseau multi-blaze avec profil idéal donnée par la théorie scalaire et comparée à la courbe minimum. Les 9 longueurs d'onde de blaze sont soumis à un même poids égal à 1/9.</i>	77
7.10	<i>Efficacité de diffraction du réseau multi-blaze donnée par la théorie rigoureuse en utilisant le profil idéal, avec les paramètres du réseau donnés dans le tableau 7.1.</i>	78
7.11	<i>Efficacité de diffraction du réseau multi-blaze donnée par la théorie rigoureuse en utilisant les profils moins arrondis avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1</i>	79
7.12	<i>Efficacité de diffraction du réseau multi-blaze donnée par la théorie rigoureuse en utilisant les profils plus arrondis avec les paramètres réseau donnés dans le tableau 7.1.</i>	79
7.13	<i>Contraste de polarisation du 1er ordre de diffraction d'un réseau multi-blaze basé sur la théorie rigoureuse en utilisant les profils idéal et réalistes.</i>	80
7.14	<i>Efficacité de diffraction pour le réseau multi-blaze, en fonction de l'angle d'incidence, donnée par la théorie rigoureuse utilisant le profil idéal. La ligne rouge indique l'angle d'incidence idéal (27,12 degrés). Les lignes noires et vertes indiquent respectivement les angles d'incidence aux bords gauche (15,04 degrés) et droit (39,19 degrés) du réseau.</i>	81
7.15	<i>Contraste de polarisation du 1er ordre de diffraction pour un réseau multi-blaze, en fonction de l'angle d'incidence, basé sur une théorie rigoureuse utilisant un profil idéal. La ligne rouge indique l'angle d'incidence idéal (27,12 degrés). Les lignes noires et vertes indiquent respectivement les angles d'incidence aux bords gauche (15,04 degrés) et droit (39,19 degrés) du réseau.</i>	82
8.1	<i>Efficacité de diffraction exigée correspondant aux spécifications du réseau dans le tableau 8.1. Les points rouges représentent les points sélectionnés pour l'optimisation.</i>	86
8.2	<i>Efficacité de diffraction du réseau à une longueur d'onde de blaze 915 nm correspondant aux spécification du tableau 8.1 et comparée aux courbes de référence.</i>	89
8.3	<i>Efficacités de diffraction des sous-réseaux correspondant aux longueurs d'onde de blaze 487 nm and 1212 nm avec un poids de 0.5 chacune</i>	90
8.4	<i>Efficacité de diffraction du réseau optimisé à 2 longueurs d'onde de blaze 487 nm and 1212 nm avec un poids de 0.5 chacune correspondant aux spécifications du réseau du tableau 8.1</i>	91
8.5	<i>Efficacités de diffraction des sous-réseaux correspondant aux 3 longueurs d'onde de blaze 466 nm, 1069 nm et 2560 nm respectivement de poids 0.42, 0.43 et 0.15.</i>	92
8.6	<i>Efficacité de diffraction d'un réseau optimisé aux 3 longueurs d'onde de blaze 466 nm, 1069 nm et 2560 nm respectivement de poids 0.42, 0.43 et 0.15 correspondant aux spécifications du réseau du tableau 8.1.</i>	93

TABLE DES FIGURES

9.1	Efficacité de diffraction exigée pour le réseau convexe avec certaines valeurs sur la courbe supérieure qui seront utilisées pour déterminer les longueurs d'onde de blaze.	98
9.2	Profils idéal et arrondi utilisés dans les simulations pour une longueur d'onde de blaze de 3326 nm (les axes ne sont pas à la même échelle).	100
9.3	Profils idéal et vu par les mesures confocales utilisés dans les simulations pour une longueur d'onde de blaze de 3326 nm (les axes ne sont pas à la même échelle).	101
9.4	Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à une seule longueur d'onde de blaze de 3326 nm, obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal.	101
9.5	Efficacités de diffraction non polarisées du premier ordre pour un réseau en réflexion parfait avec un simple blaze de 3326 nm, basées sur la théorie rigoureuse utilisant les profils idéal et réalistes.	102
9.6	Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à deux longueurs d'onde de blaze de 1051 nm et 2966 nm avec un poids de 0.5 chacune, obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal en comparaison avec les courbes de référence	104
9.7	Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d'onde de blaze de 953 nm, 2170 nm et 3632 nm, de poids respectifs 0.35, 0.37 et 0.28, obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal et comparée aux courbes de référence.	106
9.8	Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à quatre longueurs d'onde de blaze de 915 nm, 1677 nm, 2366 nm et 3674 nm , obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal et comparée aux courbes de référence.	107
9.9	Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à cinq longueurs d'onde de blaze de 850 nm, 1549 nm, 2250 nm, 2949 nm et 3650 nm avec leurs poids respectifs 0.26, 0.19, 0.22, 0.09 et 0.24, obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal et comparée aux courbes de référence.	108
9.10	Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à six longueurs d'onde de blaze de 850 nm, 1450 nm, 2050 nm, 2649 nm, 3250 nm et 3849 nm avec leurs poids respectifs 0.26, 0.15, 0.19, 0.15 ; 0.09 et 0.16, obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal et comparée aux courbes de référence.	109
9.11	Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d'onde de blaze de 953 nm, 2170 nm et 3632 nm obtenue par la théorie rigoureuse PCGrate en utilisant le profil idéal avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1 en comparaison avec la courbe scalaire.	112

9.12	Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d'onde de blaze de 953 nm, 2170 nm et 3632 nm obtenue par la théorie rigoureuse PCGrate en utilisant le profil moins arrondi avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1, comparée à la courbe scalaire. . . .	113
9.13	Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d'onde de blaze de 953 nm, 2170 nm et 3632 nm obtenue par la théorie rigoureuse PCGrate en utilisant le profil plus arrondi avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1, comparée à la courbe scalaire. . . .	113
9.14	Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d'onde de blaze de 953 nm, 2170 nm et 3632 nm obtenue par la théorie rigoureuse PCGrate en utilisant le profil vu par les mesures confocales avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1, comparée à la courbe scalaire.	114
9.15	Efficacités de diffraction non polarisées du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d'onde de blaze de 996 nm, 2179 nm et 3397 nm obtenue par la théorie rigoureuse PCGrate, en utilisant les profils idéal et réalistes, avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1, comparées à la courbe scalaire.	115
9.16	Contraste de polarisation du premier ordre d'un réseau optimisé à trois longueurs d'onde de blaze 953 nm, 2170 nm et 3632 nm basé sur la théorie rigoureuse en utilisant les profils idéal et réalistes.	116
9.17	Efficacité de diffraction du réseau multi-blaze, en fonction de l'angle d'incidence, donnée par la théorie rigoureuse utilisant le profil idéal. L'angle d'incidence du champ central étant de 27.12 degrés, les lignes noire et rouge indiquent respectivement les angles d'incidence aux extrémités gauche (15.04 degrés) et droite (39.19 degrés) du réseau.	117
9.18	Contraste de polarisation du réseau multi-blaze, en fonction de l'angle d'incidence, donnée par la théorie rigoureuse utilisant le profil idéal. L'angle d'incidence du champ central étant de 27.12 degrés, les lignes noire et rouge indiquent respectivement les angles d'incidence aux extrémités gauche (15.04 degrés) et droite (39.19 degrés) du réseau.	118
9.19	Images, de la terre, fournies par l'imageur hyperspectral Chandrayaan 2 avant son insertion sur son orbite.	119
9.20	Vue d'ensemble de la lune fournie par l'imageur hyperspectral Chandrayaan 2.	119
9.21	Cratères vus sur la surface lunaire.	120
9.22	Cratères vus sur la surface lunaire.	121
9.23	Image du nord polaire de la lune.	121
9.24	Image rapprochée, de très haute résolution, de la lune.	122
9.25	Analyse préliminaire des données fournies par Chandrayaan 2.	123
9.26	Imagerie initiale et observations par le radar à ouverture synthétique à double fréquence de Chandrayaan-2.	123

TABLE DES FIGURES

10.1 Montage du réseau dans le spectro-imageur.	125
10.2 Efficacité de diffraction, exigée, de la lumière non polarisée du réseau.	126
10.3 Valeurs sélectionnées, sur la courbe de référence exigée, pour définir le système d'équations à résoudre.	126
10.4 Efficacité de diffraction du réseau optimisé à deux longueurs d'onde de blaze 518 nm et 1521 nm avec leurs poids respectifs 0.6 et 0.4 donnée par la théorie scalaire.	128
10.5 Profils correspondant à ces longueurs d'onde de blaze : à gauche, le profil correspondant à 518 nm et à droite celui correspondant à 1521 nm. Notez que les axes ne sont pas à la même échelle.	128
10.6 Efficacité de diffraction du réseau optimisé à deux longueurs d'onde de blaze 518 nm et 1521 nm avec leurs poids respectifs 0.6 et 0.4, donnée par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate.	129
10.7 Contraste de polarisation du réseau optimisé à deux longueurs d'onde de blaze 518 nm et 1521 nm.	129
11.1 Montage réseau, proposé par AMOS, dans une configuration de type Offner. Les ordres 1 et 2 sont renvoyés sur leurs détecteurs respectifs via un filtre dichroïque.	132
11.2 Efficacité de diffraction exigée du réseau dans les ordres 1 (entre 0.9 et 2.5 μm) et 2 (entre 0.4 et 0.9 μm).	133
11.3 Efficacités de diffraction exigées et valeurs sélectionnées sur la courbe dans l'ordre 2 pour définir les systèmes.	134
11.4 Efficacités de diffraction du réseau dual blaze 447 nm et 685 nm, données par la théorie scalaire en comparaison avec les courbes de référence.	135
11.5 Profil réseau correspondant à une longueur d'onde de blaze de 447 nm.	136
11.6 Profil réseau correspondant à une longueur d'onde de blaze de 685 nm.	136
11.7 Efficacités de diffraction non polarisées du réseau dual blaze 447 nm et 685 nm des ordres 1 et 2, avec profils donnés aux figures 10.5 et 10.6, calculées par la théorie rigoureuse implémentée dans PCGrate et comparées aux courbes de référence.	137
11.8 Profils bilinéaires et les différents paramètres utilisés avec le point de jonction au milieu de la période ($a=0.5$) correspondant à la longueur de blaze de 498 nm dans l'ordre 2.	139
11.9 Efficacités de diffraction de la lumière non polarisée d'un réseau à profil bilinéaire dans l'ordre 2 avec les différents paramètres du tableau 11.2, calculées par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate software et comparées à la courbe de référence.	140
11.10 Efficacités de diffraction de la lumière non polarisée d'un réseau à profil bilinéaire dans l'ordre 1 avec les différents paramètres du tableau 11.2, calculées par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate software et comparées à la courbe de référence	140

TABLE DES FIGURES

11.11	Profils bilinéaires avec le paramètre a variable correspondant à la longueur d'onde de blaze de 498 nm dans l'ordre 2.	142
11.12	Efficacités de diffraction de la lumière non polarisée d'un réseau à profil bilinéaire dans l'ordre 2 avec les différents paramètres du tableau 11.3, calculées par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate software et comparées à la courbe de référence.	142
11.13	Efficacités de diffraction de la lumière non polarisée d'un réseau à profil bilinéaire dans l'ordre 1 avec les différents paramètres du tableau 11.3, calculées par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate software et comparées à la courbe de référence	143

Liste des tableaux

7.1	<i>Spécification techniques du réseau</i>	72
8.1	<i>Spécifications techniques du réseau</i>	85
8.2	<i>Solutions valables du système et positions de leurs courbes de simulation par rapport à la courbe de référence</i>	88
8.3	Position de la courbe de simulation du réseau à 2 longueurs d'onde de blaze de 487 nm et 1212 nm avec un poids de 0.5 chacune, par rapport à celle de référence	91
8.4	<i>Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe de référence</i>	93
9.1	<i>Solutions valables du système et positions de leurs courbes de simulation par rapport à la courbe de référence souhaitée.</i>	99
9.2	Position de la courbe de simulation du réseau à deux longueurs d'onde de blaze 1051 nm et 2966 nm avec leur poids de 0.5, par rapport à celle de référence souhaitée.	104
9.3	Solutions valables à trois longueurs d'onde de blaze et la position de leurs courbes de simulation par rapport à celle de référence souhaitée.	105
9.4	Position de la courbe de simulation à quatre longueurs d'onde de blaze 915 nm, 1677 nm, 2366 nm et 3674 nm par rapport à celle de référence souhaitée.	107
9.5	Position de la courbe de simulation à cinq longueurs d'onde de blaze 850 nm, 1549 nm, 2250 nm, 2949 et 3650 nm avec leurs poids respectifs 0.26, 0.19, 0.22, 0.09 et 0.24, par rapport à celle de référence souhaitée.	109
9.6	Position de la courbe de simulation à six longueurs d'onde de blaze 850 nm, 1450 nm, 2050 nm, 2649, 3250 nm et 3849 nm avec leurs poids respectifs 0.26 ; 0.15 ; 0.19 ; 0.15 ; 0.09 et 0.164, par rapport à celle de référence souhaitée.	110
9.7	Comparaison des différentes configurations obtenues pour le réseau de l'instrument hyperspectral Chandrayaan 2.	111
9.8	Ecarts moyens entre l'efficacité de diffraction scalaire et celle de la lumière polarisée TM, non polarisée et polarisée TE pour un réseau avec profil idéal.	112
9.9	Ecarts moyens entre les efficacités de diffraction de la lumière non polarisée en passant du profil idéal au profil moins arrondi, plus arrondi et vu par les mesures confocales.	114
10.1	<i>Spécifications techniques du réseau</i>	125

LISTE DES TABLEAUX

11.1 Spécifications du réseau 132
11.2 Paramètres des différents profils bilinéaires en faisant varier le paramètre Λ 139
11.3 Paramètres des différents profils bilinéaires en faisant varier le paramètre a . 141

Remerciements

Cette thèse a été une occasion pour moi de rencontrer des personnes formidables que ce soit à l'HOLOLAB (Holography and Optical Laboratory) ou chez AMOS (Advanced Mechanical and Optical Systems). Nous avons passé de bons moments ensemble même si beaucoup d'entre eux sont partis de l'HOLOLAB. Mes remerciements sont principalement adressés au professeur Serge Habraken, chef de service HOLOLAB. Il m'a accueilli très jeune, pas en âge bien sûr mais à l'Université de Liège puisque dès la 2ème année de master, j'ai commencé à travailler de près avec lui alors qu'il était Directeur de mon travail de fin d'études du master. Ses encouragements et ses remarques m'ont permis de boucler le master sans difficultés. J'ai trouvé en lui un grand homme qui place l'humain au centre de ses préoccupations pour le bien être au service et en dehors. Ayant remarqué chez Serge Habraken ses qualités scientifiques et d'encadreurs, je n'ai pas hésité une seconde à lui proposer de continuer à travailler avec lui dans cette phase de doctorat qui se clôture. Cette phase comme dans tout projet a connu des hauts et des bas, il a été là quand j'avais besoin de lui. Mes sentiments de profonde gratitude à Vincent Moreau (Technology Development Manager) chez AMOS, principal collaborateur dans cette thèse dans la mesure où les réseaux sur lesquels nous avons travaillé étaient liés aux projets développés par AMOS. Ses orientations et sa façon de voir les choses ont énormément contribué dans cette thèse. Merci également au comité d'accompagnement de thèse pour toutes les séances passées ensemble pour étudier ensemble les directives à suivre pour arriver aux objectifs de la thèse. Je m'en voudrais énormément si je termine ce mot de remerciement sans parler de ma famille qui m'a encouragé dans ce projet et surtout mon épouse qui a su éduquer les enfants, seule, pendant 6 ans. Ce pas franchi est le vôtre.

Cette thèse a été financée par le Gouvernement du Burundi même si à un certain moment, ce financement a cessé suite aux problèmes politique et sécuritaire que notre pays a connus et continue à endurer toujours. Mon rêve le plus ardent est qu'il retrouve la paix et la stabilité.

Résumé

Les applications de l'imagerie hyperspectrale toujours croissantes exigent une résolution spectrale et spatiale de très bonne qualité. Les spectro-imageurs à réseau de diffraction sont donc privilégiés car ils offrent une résolution spectrale élevée pour une bande spectrale large par rapport aux autres types comme ceux à prisme ou à transformée de Fourier. De plus, la miniaturisation des instruments hyperspectraux tendant à se généraliser, il faut un type de réseaux qui répond à cette exigence. Les réseaux convexes sont exploités à cette fin surtout qu'actuellement, il existe des méthodes de leur fabrication. Ce type de réseau dans une configuration de type Offner offre beaucoup d'avantages : cette configuration offre un champ de vision plus large et des aberrations plus faibles. Ces spectromètres ont une structure concentrique et donc une conception compacte. Ils fonctionnent avec un F number relativement faible ($\leq f/2$), acceptent une longue fente tout en conservant une taille compacte et n'ont besoin que de trois surfaces optiques. L'utilisation de cette conception a abouti à des spectromètres d'imagerie avec des valeurs extrêmement faibles de distorsion spatio-spectrale. Le premier objectif de la thèse est de faire une conception et modélisation des réseaux de diffraction pour imageur hyperpectral. Le deuxième objectif de la thèse est d'étudier l'impact des profils réalistes sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation. La plupart des fois, les utilisateurs finaux des imageurs hyperspectraux donnent la courbe d'efficacité de diffraction qu'ils veulent en fonction de leurs applications. Il appartient aux concepteurs /fabricants de trouver une géométrie du réseau qui doit répondre aux exigences en termes d'efficacité de diffraction. Il existe deux types de réseau : un réseau mono-blaze et un réseau multi-blaze. Le réseau mono-blaze est un réseau optimisé à une seule longueur d'onde de blaze c'est-à-dire un réseau à profil uniforme. Le réseau multi-blaze est un réseau optimisé à plusieurs longueurs d'onde, c'est-à-dire un réseau à plusieurs profils ou un ensemble de sous réseaux chacun avec son propre poids c'est-à-dire sa contribution sur la surface du réseau. Dans cette thèse, nous avons d'abord travaillé sur l'optimisation du réseau de l'instrument hyperspectral Chandrayaan 2 (projet exécuté par AMOS pour le compte de l'organisation de recherche spatiale indienne) pour l'observation de la lune dans l'infrarouge. Nous avons proposé une méthode d'optimisation basée sur une approche intuitive d'approximation qui nous a permis d'arriver à une courbe d'efficacité de diffraction dans la fourchette exigée. L'instrument est actuellement sur orbite et fournit de très belles images. Nous avons continué à travailler sur le processus d'optimisation et avons proposé une méthode basée sur la théorie scalaire diffractive et la fonction Matlab *fsolve*. La méthode permet, à partir de la courbe d'efficacité et des valeurs sélectionnées sur cette dernière, de trouver

la longueur d'onde ou les longueurs d'onde de blaze et leurs poids ainsi que la marge qui est une valeur d'efficacité de diffraction qu'on ajoute à celle exigée pour déterminer ces paramètres du réseau afin de prévoir les dégradations du réseau après fabrication. C'est une méthode de résolution d'un système d'équations non linéaires en utilisant la méthode de Levenberg-Marquardt. Il faut donc construire un système d'équations à n variables, n variant de $n=2$ (réseau mono-blaze) à N (nombre de longueurs d'onde de blaze, de leurs poids et la marge qui résulteront du processus d'optimisation). Le nombre d'équations reste inchangé et égal au nombre de valeurs sélectionnées sur la courbe d'efficacité de diffraction de référence pour chaque système. Cette méthode a été appliquée en premier sur le réseau de l'instrument hyperspectral THEO (Technologies for Hyperspectral Earth Observation) développé aussi par AMOS pour le compte de l'ESA. Le processus d'optimisation a abouti à une conception réseau de 3 longueurs d'onde de blaze. Après, il fallait revenir sur le réseau de l'instrument Chandrayaan 2 pour appliquer cette méthode d'optimisation et on est passé d'une configuration de 9 longueurs d'onde de blaze à une configuration de 3 longueurs d'onde de blaze avec pratiquement les mêmes résultats. C'est dans les deux versions de conception du réseau de Chandrayaan 2 que l'étude de l'impact des profils réalistes sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation a été effectuée. Nous avons appliqué la méthode pour la conception du réseau de la mission CHIME (The Copernicus Hyperspectral Imaging Mission) pour soutenir en particulier des services nouveaux et améliorés pour la sécurité alimentaire, l'agriculture durable et les matières premières. Cela comprend la gestion de la biodiversité, la caractérisation des propriétés des sols, les pratiques minières durables et la préservation de l'environnement en Europe. Enfin, dans la thèse on montre qu'on peut utiliser la méthode pour l'optimisation du réseau dans deux ordres de diffraction de façon simultanée (l'ordre 2 du visible au proche infrarouge et l'ordre 1 dans l'infrarouge onde courte par exemple). L'application est faite sur la conception d'un réseau de l'instrument hyperspectral THEO (Technologies for Hyperspectral Earth Observation), deuxième variante du réseau du même instrument déjà évoqué. Tous ces projets ont été exécutés par AMOS, notre partenaire dans la thèse.

Abstract

The ever increasing applications of hyperspectral imaging require very good spectral and spatial resolution. Diffraction grating spectro-imagers are therefore preferred because they offer high spectral resolution for a wide spectral band compared to other types such as those with prism or Fourier transform. In addition, the miniaturization of hyperspectral instruments tending to become generalized, a type of grating which meets this requirement is necessary. Convex gratings are used for this purpose especially since currently, there are methods of their manufacture. This type of grating in an Offner type configuration offers many advantages : This configuration offers a wider field of view and lower aberrations. These spectrometers have a concentric structure and therefore a compact design. They work with a relatively low F number ($\leq f/2$), accept a long slit while keeping a compact size and only need three optical surfaces. The use of this design has resulted in imaging spectrometers with extremely low values of spatio-spectral distortion. The first objective of the thesis is to design and model diffraction gratings for miniature hyperspectral imagers in the visible to mid-infrared band. The second objective of the thesis is to study the impact of realistic profiles on the diffraction efficiency and the sensitivity to polarization. Most of the times, end users of hyperspectral imagers give the diffraction efficiency curve they want based on their applications. It is up to the designers/manufacturers to find a geometry of the grating which must meet the requirements in terms of diffraction efficiency. There are two types of gratings : a mono-blaze grating and a multi-blaze grating. The mono-blaze grating is an optimized grating with a single blaze wavelength, that is to say a grating with a uniform profile. The multi-blaze grating is an optimized grating at several blaze wavelengths, that is to say a grating with several profiles or a set of sub-gratings each with its own weight, that is to say its contribution to the grating surface. In this thesis, we first worked on the optimization of the grating of the hyperspectral instrument Chandrayaan 2 (project executed by AMOS on behalf of the Indian space research organization) for the moon probe in the infrared. We have proposed an optimization method based on an intuitive approximation approach which allowed us to arrive at a diffraction efficiency curve in the required range. The instrument is currently in orbit and provides very beautiful images. We continued to work on the optimization process and proposed a method based on the diffractive scalar theory and the Matlab *fsolve* function. The method allows, from the efficiency curve and the values selected on it, to find the blaze wavelength(s) and their weights as well as the margin which is a diffraction efficiency value that is added to that required, to determine these grating parameters, in order to predict grating degradations after manufacturing. It is a

method of solving a system of non-linear equations using the Levenberg-Marquardt method. We must therefore build a system of equations with n variables, n varying from $n = 2$ (mono-blaze grating) to N (number of blaze wavelengths, their weights and the margin that will result from the optimization process). The number of equations remains unchanged and equal to the number of values selected on the reference diffraction efficiency curve for each system. This method was first applied to the grating of the hyperspectral instrument THEO (Technologies for Hyperspectral Earth Observation) also developed by AMOS on behalf of ESA. The optimization process resulted in a grating design of 3 blaze wavelengths. Afterwards, we had to return to the Chandrayaan 2 instrument grating to apply this optimization method and we went from a configuration of 9 blaze wavelengths to a configuration of 3 blaze wavelengths with practically the same results. It is in the two versions of design and modeling of the Chandrayaan 2 grating that the study of the impact of realistic profiles on the diffraction efficiency and the sensitivity to polarization was carried out. We applied also the method for grating design of the CHIME mission (The Copernicus Hyperspectral Imaging Mission) in particular support to new and enhanced services for food security, sustainable agriculture and raw materials. This includes managing biodiversity, soil properties characterizing, sustainable mining practices and preserving the environment in Europe. Finally, in the thesis we show that we can use the method for optimizing the grating in two diffraction orders simultaneously (order 2 from visible to near infrared and order 1 in short wave infrared for example). The application is made on the design of a grating of the hyperspectral instrument THEO (Technologies for Hyperspectral Earth Observation), second variant of the grating of the same instrument already mentioned. All these projects were executed by AMOS, our partner in the thesis.

Liste des abréviations

ULiège	Université de Liège
LIST	Luxembourg Institute of Science and Technology
AMOS	Advanced Mechanical and Optical Systems
CSL	Centre Spatial de Liège
MEB	Microscopie Electronique à balayage
SNR	Signal to noise ratio (Rapport signal sur bruit)
TMA	Three Mirror Anastigmat
PSF	Point spread function (Fonction d'étalement du point)
IJLRST	International Journal of Latest Research in Science and Technology
OSA	Optical Society of America
ESA	European Space Agency
ISRO	Indian Space Research Organization

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux

1	INTRODUCTION	1
1.1	Imagerie hyperspectrale	1
1.2	Intérêt de l'imagerie hyperspectrale et choix de la bande spectrale	2
1.3	Objectifs de la thèse	3
2	Description et caractérisation des réseaux de diffraction	4
2.1	Définition d'un réseau de diffraction	4
2.2	Bref historique des réseaux de diffraction	4
2.3	Définition et types de profil	5
2.3.1	Les réseaux de profil rectangulaire	5
2.3.2	Les réseaux de profil sinusoïdal	6
2.3.3	Les réseaux de profil triangulaire	6
2.4	Equation des réseaux de diffraction	7
3	Interaction d'une onde électromagnétique et un réseau de diffraction	11
3.1	Ordres de diffraction	11
3.1.1	Existence des ordres de diffraction	11
3.1.2	Réflexion spéculaire	12
3.1.3	Superposition du spectre diffracté	13
3.2	Dispersion par un réseau de diffraction	13
3.2.1	Dispersion angulaire	14
3.2.2	Dispersion linéaire	14
3.2.3	Pouvoir de résolution	14
3.2.4	Résolution spectrale	15
3.3	Distance focale et f-number ($F\#$)	16
3.4	Agrandissement anamorphique	17
3.5	Lumière parasite et diffusée	17
3.6	Rapport signal sur bruit	18
3.7	Polarisation par un réseau de diffraction	18
3.8	Réseau de diffraction utilisés comme surfaces anti réfléchives	19

3.9	Filtres de polarisation sans perte	20
4	Etat de l'art des montages réseaux dans les spectro-imageurs	22
4.1	Spectromètres à réseaux plans	22
4.1.1	Terminologie du montage d'un réseau de diffraction	22
4.1.2	Montages de monochromateur à réseaux plans	22
4.1.2.1	Le monochromateur Ebert-Fastie	23
4.1.2.2	Le monochromateur Czerny-Turner	23
4.1.2.3	Le monochromateur Monk-Gillieson	24
4.1.2.4	Le monochromateur Littrow	25
4.1.2.5	Le monochromateur double & triple	26
4.1.2.6	Le monochromateur à balayage constant	28
4.1.3	Montages de spectrographes à réseaux plans	28
4.2	Spectromètres à réseaux concaves	28
4.2.1	Introduction	28
4.2.2	Imagerie d'un système à réseau concave	29
4.2.3	Montages des spectromètres à réseaux concaves	29
4.2.3.1	Le spectrographe circulaire de Rowland	30
4.2.3.2	Le spectrographe de Wadsworth	31
4.2.3.3	Spectrographes à champ plat	32
4.2.3.4	Imagerie par spectrographes et monochromateurs	32
4.2.3.5	Monochromateurs à déviation constante	33
4.3	Spectromètres à réseaux convexes	33
5	Applications de l'imagerie hyperspectrale à réseau de diffraction	36
5.1	Introduction	36
5.2	Besoins dans certains domaines et capacité de l'imagerie Hyperspectrale à répondre	37
5.2.1	La Science	37
5.2.1.1	La végétation	38
5.2.1.2	Les Ecosystèmes Côtiers et Lacustres Intervenants	40
5.2.1.3	Les Géosciences - Sciences de la Terre Solide	42
5.2.1.4	Le milieu urbain	43
5.2.1.5	L'Atmosphère	45
5.2.2	La Défense	46
5.2.2.1	Ciblage ou analyse structurelle d'objectifs d'intérêt défense	46
5.2.2.2	vulnérabilité au leurrage et au camouflage des systèmes d'observation	46
5.2.2.3	Effluents	46
5.2.2.4	Traficabilité	46
5.2.2.5	Bathymétrie	47
5.2.3	La Technologie/ Industrie	47

6	Théories des réseaux de diffraction	48
6.1	Aspect historique de la diffraction et nature électromagnétique de la lumière	48
6.2	Théorie scalaire des réseaux de diffraction	50
6.2.1	Propagation de la radiation électromagnétique	51
6.2.2	Propagation dans l'espace libre	52
6.2.3	Efficacité de diffraction scalaire d'un réseau blazé idéal	53
6.2.3.1	Profondeur des sillons d'un réseau blazé idéal	53
6.2.3.2	Efficacité de diffraction scalaire	55
6.3	Théorie électromagnétique rigoureuse de l'efficacité de diffraction	60
6.3.1	Théorie rigoureuse des ondes couplées	60
6.3.2	PCGrate software	61
6.4	Théorie scalaire étendue de la diffraction	62
6.4.1	Profondeur optimale des sillons	63
6.4.2	Prédiction de l'efficacité de diffraction par la théorie scalaire étendue	66
6.5	Comparaison des théories scalaire, scalaire étendue et électromagnétique rigoureuse	69
7	Conception et modélisation d'un réseau convexe pour un imageur hyperspectral de l'instrument Chandrayaan 2 pour l'observation de la Lune dans l'infrarouge	70
7.1	Contexte du problème	70
7.2	Présentation de l'instrument Chandrayaan 2 et caractéristiques du réseau	71
7.3	Conception et modélisation du réseau	72
7.3.1	introduction	72
7.3.2	Solution réseau mono-blaze	73
7.3.2.1	Construction du profil	73
7.3.2.2	Efficacité de diffraction du réseau mono-blaze	74
7.3.3	Solution réseau multi-blaze	75
7.3.4	Etude de l'impact des profils réalistes sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation du réseau multi-blaze	78
7.3.4.1	Efficacité de diffraction	78
7.3.4.2	Sensibilité à la polarisation du réseau	80
7.3.5	Efficacité de diffraction en fonction de l'angle d'incidence	81
7.4	Conclusion	82
8	Optimisation d'un réseau avec un profil de forme libre	83
8.1	Introduction	83
8.2	Optimisation du réseau multi-blaze	83
8.2.1	Les outils d'optimisation	83
8.2.1.1	La fonction fsolve	83
8.2.1.2	Algorithmes	84
8.2.2	Etude de cas d'un réseau opérant dans la bande du visible à l'infrarouge onde courte	85

8.2.2.1	Spécifications techniques	85
8.2.2.2	Exigences en efficacité de diffraction	86
8.2.2.3	Détermination des longueurs d'onde de blaze	86
8.2.2.3.1	Réseau mono-blaze	87
8.2.2.3.2	Réseau à double longueurs d'onde de blaze	89
8.2.2.3.3	Réseau à 3 longueurs d'onde de blaze	92
8.3	Superposition des ordres de diffraction	94
8.4	Conclusion	94
9	Nouvelle conception du réseau convexe pour l'instrument hyperspectral Chandrayaan 2 pour l'observation de la Lune dans l'infrarouge	96
9.1	Contexte du problème	96
9.2	Conception et modélisation du réseau	97
9.2.1	Introduction	97
9.2.2	Détermination des longueurs d'onde de blaze par notre méthode d'optimisation	97
9.2.2.1	Réseau mono-blaze	98
9.2.2.1.1	Système d'équations du réseau mono-blaze et sa résolution	98
9.2.2.1.2	Construction du profil	99
9.2.2.1.3	Efficacité de diffraction	101
9.2.2.2	Solution multi-blaze	103
9.2.2.2.1	Solution réseau à deux longueurs d'onde de blaze	103
9.2.2.2.2	Solution réseau à trois blazes	104
9.2.2.2.3	Solution réseau à quatre blazes	106
9.2.2.2.4	Solution réseau à cinq blazes	108
9.2.2.2.5	Solution réseau à six blazes	109
9.2.3	Conclusion	110
9.3	Etude de l'impact des profils réalistes sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation	111
9.3.1	Efficacité de diffraction	111
9.3.2	Sensibilité à la polarisation	115
9.4	Calcul de l'efficacité de diffraction en fonction de l'angle d'incidence	116
9.5	Conclusion du chapitre	118
9.6	Images fournies par l'Instrument Hyperspectral Chandrayaan 2	119
10	Conception du réseau de diffraction de la mission d'Imagerie Hyperspectrale Copernicus (CHIME)	124
10.1	Objectif de la mission	124
10.2	Spécifications théoriques du réseau et son intégration dans le système optique	124
10.3	Recherche d'une configuration réseau répondant aux spécifications techniques	126
10.4	Conclusion du chapitre	129

11 Optimisation simultanée d'un réseau dans deux ordres de diffraction	131
11.1 Introduction	131
11.2 Montage optique du réseau de diffraction et spécifications techniques	131
11.3 Recherche d'une solution appropriée à ce problème	133
11.3.1 Réseau mono-blaze	133
11.3.2 Réseau multi-blaze	133
11.3.3 Optimisation d'un réseau dans deux ordres avec un profil à double angles de blaze	137
11.3.3.1 Introduction	137
11.3.3.2 Réseau mono-blaze avec un profil à double angles de blaze	137
11.3.3.2.1 Influence du paramètre Λ sur l'efficacité de diffraction du réseau	138
11.3.3.2.2 Influence du paramètre a sur l'efficacité de diffraction d'un réseau	141
11.4 Conclusion	143
12 Conclusions et perspectives	144
Bibliographie	147
Annexes	155
Annexe 1	155
Annexe 2	169
Annexe 3	186

Chapitre 1

INTRODUCTION

1.1 Imagerie hyperspectrale

Depuis toujours, l'observation de l'environnement par l'homme a permis de comprendre le monde qui l'entoure. L'oeil est bien évidemment le plus accessible des instruments d'observation, mais la soif de connaissances a poussé l'homme à inventer et fabriquer de nouveaux instruments. Ainsi, tout au long de l'histoire, l'humanité n'a cessé d'améliorer et de perfectionner ces systèmes de visualisation. Même si son invention n'a été que fortuite comme le prétendait Descartes,

« Mais, à la honte de nos sciences, cette invention, si utile et si admirable, n'a premièrement été trouvée que par l'expérience et la fortune. Il y a environ trente ans qu'un nommé Jacques Metius, de la ville d'Alkmaar en Hollande, homme qui n'avait jamais étudié, bien qu'il eût un père et un frère qui ont fait profession des mathématiques, mais qui prenait particulièrement plaisir à faire des miroirs et verres brûlants, en composant même l'hiver avec de la glace, ainsi que l'expérience a montré qu'on en peut faire, ayant à cette occasion plusieurs verres de diverses formes, s'avisa par bonheur de regarder au travers de deux, dont l'un était un peu plus épais au milieu qu'aux extrémités, et l'autre au contraire beaucoup plus épais aux extrémités qu'au milieu, et il les appliqua si heureusement aux deux bouts d'un tuyau, que la première des lunettes dont nous parlons, en fut composée » [1],

la lunette astronomique a permis de comprendre et de poser les premières pierres de l'astronomie moderne. De même pour le développement de la médecine, le microscope optique a permis dans les années 1670, l'observation de formes de vie minuscules : les bactéries. En continuant notre descente vers l'infiniment petit, le microscope électronique image les plans cristallins des matériaux dans le but de déterminer leurs propriétés physiques. Grâce à l'avènement des capteurs multispectraux, il est maintenant possible d'obtenir un ensemble d'images d'une scène à différentes longueurs d'ondes. L'ajout de cette troisième dimension (deux dimensions spatiales et une spectrale) dans l'imagerie fournit à l'observateur des informations sur la nature et le comportement des objets présents dans la scène. Cette technique d'imagerie résolue spectralement est utilisée dans de nombreux domaines qu'ils soient scientifiques (astrophysique, géologie),

militaires (reconnaissance de cibles, détection d'objets cachés) ou encore environnementaux (écologie, urbanisme). L'imagerie résolue spectralement consiste à obtenir lors de l'acquisition d'une image à la fois les informations spatiales mais aussi spectrales de la scène observée. Il en découle ainsi une matrice à trois dimensions (x,y,λ) qui fournira bien plus d'informations qu'une image classique.

La plupart des grandes découvertes astronomiques ont été obtenues par l'étude du ciel grâce aux systèmes d'imagerie. On peut citer la lunette astronomique qui a permis à Galilée dans les années 1610, de justifier le principe d'héliocentrisme proposé par Copernic. Même si cette affirmation n'est pas complètement exacte, il publia un ouvrage la défendant [2] et qui s'opposa à la théorie du géocentrisme défendue par l'église. Plusieurs siècles plus tard, le télescope spatial Hubble a permis la découverte des premières exoplanètes en mesurant les fluctuations d'intensité lumineuse des étoiles susceptibles de posséder de telles planètes. Ces deux exemples d'instruments, fournissent à l'observateur une image spatiale de la scène observée (soit une image à deux dimensions). L'ajout d'une troisième dimension spectrale lors de la détection, va permettre d'obtenir plus d'informations physiques sur l'objet comme sa composition, sa température, sa distance, sa vitesse de déplacement, etc. Ces données sont très utiles pour la compréhension de l'univers et de son expansion [3].

En astronomie, il existe une classification dans l'imagerie multi-longueur d'onde. La plus simple, appelée multispectrale, n'est composée que d'une dizaine de bandes spectrales d'étude. Les images sont obtenues en utilisant plusieurs détecteurs sensibles dans différentes gammes spectrales ou en utilisant des filtres optiques. Les avancées technologiques en spectrométrie et en conception de systèmes optiques ont permis d'augmenter grandement le nombre de bandes spectrales d'études. Dans ce cas, on parle d'imagerie hyperspectrale. Elle consiste à acquérir une image dans un grand nombre (de 100 à 300) de bandes spectrales étroites (de l'ordre de 10 nm dans le domaine de 0.4 à 5 μm et de 10 cm^{-1} dans le domaine de 5 à 12 μm). Il existe deux types de spectro-imageurs : Les spectro-imageurs par transformée de Fourier et à élément dispersifs. Dans cette dernière catégorie, on trouve les spectro-imageurs à prisme, à filtres ajustables par cristaux liquides et à réseau de diffraction. C'est cette dernière sous-catégorie qui intéresse cette thèse parce qu'elle offre une meilleure résolution spectrale et a une structure plus compacte [4].

1.2 Intérêt de l'imagerie hyperspectrale et choix de la bande spectrale

L'intérêt de l'imagerie hyperspectrale repose sur le fait que les propriétés d'émission, d'absorption, et de réflexion du rayonnement électromagnétique en fonction de la longueur d'onde dépendent du matériau considéré. Dans le domaine du spectre compris entre 400 et 2500 nm, l'émission des matériaux peut en général être négligée. Entre 2500 et 5000 nm, les deux sources de rayonnement (réflexion et émission) sont comparables. Etant donné qu'on travaille avec un imageur hyperspectral miniature, cette bande du visible à l'infrarouge moyen constitue le domaine de la thèse. On caractérise alors un matériau par sa signature spectrale en réflectance $\rho(\lambda)$

définie par :

$$\rho(\lambda) = \frac{\text{flux réfléchi à la longueur d'onde } \lambda}{\text{flux incident à la longueur d'onde } \lambda} \quad (1.1)$$

Dans ces conditions l'imagerie hyperspectrale est utilisée en télédétection pour caractériser quantitativement la surface terrestre et l'atmosphère en mesurant la radiation électromagnétique réfléchie et/ou émise dans des bandes spectrales contiguës du domaine optique puis en analysant la signature spectrale pour :

- Identifier les constituants des surfaces ou de l'atmosphère,
- Quantifier les composants,
- Cartographier leur distribution spatiale,
- Observer les évolutions (multi temporelles).

1.3 Objectifs de la thèse

Comme défini ci-avant l'imagerie hyperspectrale ne serait possible sans un disperser de la lumière de haute résolution qui permet de réimager spectralement la scène à observer. Différentes configurations de l'imageur hyperspectral sont actuellement utilisées. Leurs variations peuvent être classifiées sur base de la forme du réseau de diffraction [5]. Le premier objectif de la thèse est de faire une conception, une modélisation et une optimisation des réseaux de diffraction pour qu'ils répondent aux exigences du spectro-imageur dans la bande spectrale d'intérêt. Le profil des réseaux fabriqués n'est pas toujours tout à fait droit mais présente parfois quelques dégradations. Le deuxième objectif de la thèse est donc d'étudier l'impact des profils réalistes, après fabrication, sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation.

Chapitre 2

Description et caractérisation des réseaux de diffraction

2.1 Définition d'un réseau de diffraction

Un réseau de diffraction peut être considéré comme un ensemble d'éléments identiques diffractants (généralement une suite de creux et de sillons), transparents ou réfléchissants répartis de façon périodique sur une surface et qui modifie la phase et/ou l'amplitude du faisceau émergent [6]. Dans ce cas c'est une variation périodique du profil, mais on peut aussi considérer une variation périodique de l'indice de réfraction dont le meilleur exemple est les réseaux de Bragg dans les fibres optiques. La distance entre deux éléments est appelée période du réseau et sera notée Λ et nous considérerons seulement des réseaux de variation de profil. La période Λ pour un réseau de diffraction varie entre quelques micromètres et quelques dizaines de nanomètres. Pour la plupart des applications, cette période est strictement la même sur toute la surface du réseau.

2.2 Bref historique des réseaux de diffraction

Le premier réseau de diffraction a été fait par un astronome américain David Rittenhouse, en 1785, qui a signalé la construction d'un réseau de largeur d'un demi-pouce avec cinquante-trois ouvertures [7]. Apparemment, il n'a pas développé ce prototype et il n'y a aucune preuve qu'il ait essayé de l'utiliser pour des expériences scientifiques sérieuses. En 1821, probablement pas au courant du rapport américain précédent, Joseph Von Fraunhofer commença son travail sur les réseaux de diffraction [7]. Sa recherche a été stimulée par sa perspicacité dans la valeur que la dispersion de réseau pourrait avoir pour la nouvelle science de la spectroscopie. La persistance de Fraunhofer se traduit par des réseaux de qualité suffisante pour lui permettre de mesurer les raies d'absorption du spectre solaire, maintenant appelées les raies de Fraunhofer. Il a également dérivé les équations qui régissent le comportement dispersif des réseaux. Fraunhofer ne cherchait qu'à faire des réseaux pour ses propres expériences et, à sa mort, son équipement disparut. En 1850, Friedrich Adolf Nobert, un fabricant d'instruments prussien, a commencé à

fournir aux scientifiques des réseaux supérieures à ceux de Fraunhofer [8]. Vers 1870, le rôle du développement des réseaux est revenu en Amérique, où Lewis Morris Rutherfurd, un avocat de New York avec un intérêt avide pour l'astronomie, s'est intéressé aux réseaux. En quelques années, Rutherfurd a appris à fabriquer des réseaux en réflexion en métal spéculum qui étaient de loin supérieurs à ceux que Nobert avait faits. Rutherfurd a développé des réseaux qui ont dépassé même les prismes les plus puissants [9]. Il a fait très peu de réseaux, cependant, et leurs utilisations étaient limitées. Le dévouement à temps partiel de Rutherfurd, aussi impressionnant soit-il, ne pouvait pas rivaliser avec les formidables progrès réalisés par Henry Augustus Rowland, professeur de physique à l'Université John Hopkins [10]. Le travail de Rowland a établi le réseau comme élément optique primaire de la technologie spectroscopique. Rowland a construit des machines de fabrication sophistiquée et a inventé le réseau concave, un dispositif d'une valeur spectaculaire pour les spectroscopistes modernes. Il a continué à fabriquer des réseaux jusqu'à sa mort en 1901.

2.3 Définition et types de profil

La forme des motifs périodiques d'un réseau peut être variée ; on en distinguera trois types principaux : rectangulaire, sinusoïdale et triangulaire [11]. La caractéristique commune à ces profils est leur période Λ .

2.3.1 Les réseaux de profil rectangulaire

Dans ce cas, les sillons qui composent le réseau sont des rectangles, de hauteur h et de largeur l espacés d'une distance s . La période Λ d'un tel réseau est donc égale à la somme de $l + s$. La Figure 2.1 est une représentation schématique d'un réseau de profil rectangulaire, sur lequel sont identifiés les paramètres l , s , h et Λ . On trouve dans la littérature le terme de réseau créneau (ou binaire) du fait qu'il existe seulement deux niveaux de hauteur.

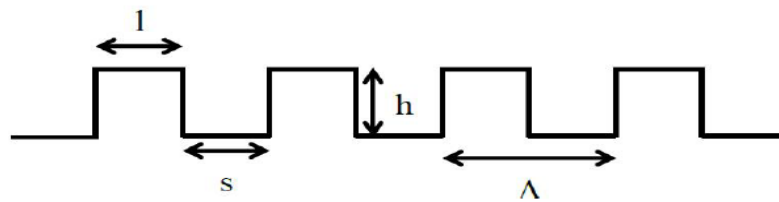


FIGURE 2.1 – Réseau rectangulaire et paramètres associés

On trouve dans la littérature relative aux réseaux, de diffraction, binaires les termes de rapport ligne/espace (ou line/space ratio) défini comme :

$$\text{rapport ligne/espace} = \frac{l}{s} \quad (2.1)$$

mais aussi le terme de rapport cyclique (ou duty cycle) défini comme étant le rapport entre la largeur du sillon et la période :

$$\text{rapport cyclique} = \frac{l}{\Lambda} \quad (2.2)$$

On inclut dans les réseaux rectangulaires, les réseaux ayant un profil trapézoïdal en supposant tout de même que les angles sont assez proches de 90° . En effet, de nombreux réseaux dit rectangulaires ou étant rectangulaires dans la résine photosensible sont en réalité des trapèzes, ils prennent cette forme généralement au moment de la gravure.

2.3.2 Les réseaux de profil sinusoïdal

Des réseaux de diffraction avec profil de forme sinusoïdale sont assez souvent rencontrés du fait de l'utilisation de l'interférence optique comme méthode d'écriture. Cette technique, qui consiste à faire interférer deux faisceaux cohérents génère dans la zone de recouvrement des faisceaux, une distribution d'intensité sinusoïdale qui peut être transférée dans la résine photosensible recouvrant le substrat (si celle-ci a une réponse linéaire comme certains xérogels). La Figure 2.2 représente un réseau de diffraction de profil sinusoïdal de période Λ et de profondeur h .

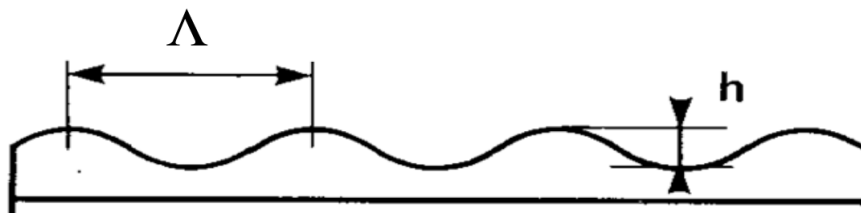


FIGURE 2.2 – Réseau de profil sinusoïdal et paramètres associés

2.3.3 Les réseaux de profil triangulaire

Le dernier type de profil décrit dans ce paragraphe est le profil de réseau triangulaire ou blazé. Ce type de profil intervient dans plusieurs applications, car le profil asymétrique permet de favoriser un ordre diffracté plutôt qu'un autre et d'y diriger plus d'énergie lumineuse. Les applications sont la spectrométrie qui utilise le haut pouvoir séparateur des réseaux pour analyser la lumière, et la fonction de monochromateur utilisée dans les résonateurs lasers afin

de sélectionner une longueur d'onde et de ne renvoyer que celle-ci dans la cavité, mais aussi les cellules solaires pour l'augmentation du piégeage des photons. La figure 2.3 représente un réseau de diffraction de profil blazé et de période Λ . Un des aspects des réseaux blazés est l'angle des triangles représenté par α sur la figure. Cet angle, appelé angle de blaze, va directement influencer la répartition d'intensité entre les ordres diffractés. Dans la suite de cette thèse, nous nous intéressons uniquement à ce type de réseau.

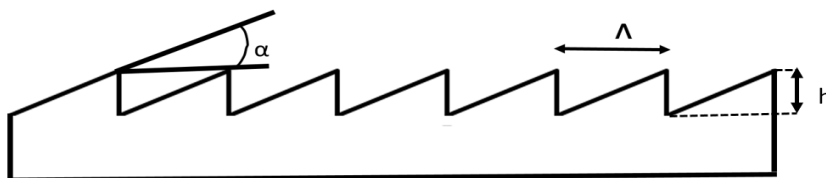


FIGURE 2.3 – Réseau de profil triangulaire et paramètres associés

2.4 Equation des réseaux de diffraction

Quand on éclaire un réseau de diffraction avec un faisceau de lumière monochromatique, une partie de l'énergie de celui-ci va être réfléchiée par le réseau et une partie va être transmise suivant les lois de Snell-Descartes si le réseau est composé d'un matériau transparent. Une partie de la lumière incidente va aussi se propager dans d'autres directions et donner naissance à d'autres faisceaux de lumière dont la répartition est discrète, en réflexion et /ou en transmission. Ces faisceaux sont appelés ordres de diffraction. Notre recherche se focalisera sur les réseaux fonctionnant en réflexion et placés dans le vide ou dans l'air. La dispersion d'un réseau de diffraction est régi par ce qu'on appelle l'équation des réseaux de diffraction représentée par l'équation (2.3). Pour des réseaux de période Λ , le faisceau incident d'une longueur d'onde λ_0 arrivant sur le réseau avec un angle d'incidence θ_i par rapport à la normale au plan du réseau, sera diffracté dans des ordres de diffraction discrets avec un angle θ_d donné par :

$$\Lambda(\sin \theta_d + \sin \theta_i) = m\lambda_0 \quad (2.3)$$

Cette équation est valable en réflexion et en transmission à condition que l'angle de diffraction soit compté positivement s'il est situé du même côté que l'angle d'incidence par rapport à la normale et négativement autrement [10]. Un réseau éclairé par une lumière blanche (polychromatique) va disperser cette dernière suivant le même phénomène pour chaque composante spectrale dans chaque ordre sauf l'ordre zéro qui est non dispersif. L'optique géométrique est incapable d'expliquer ce phénomène, il faut donc penser ce problème d'optique d'un point de vue ondulatoire pour pouvoir l'expliquer.

L'expérience des fentes d'Young (figure 2.4), met en évidence la nature ondulatoire de la lumière, où une onde plane issue d'une source de lumière monochromatique éclaire deux fentes

de petites dimensions relativement proches. La figure d'interférence sur un écran situé à une distance D des fentes, montre une répartition de l'intensité lumineuse discrète résultant de la superposition de la diffraction par une fente et de l'interférence de deux ondes issues de deux sources lumineuses cohérentes représentées par les fentes.

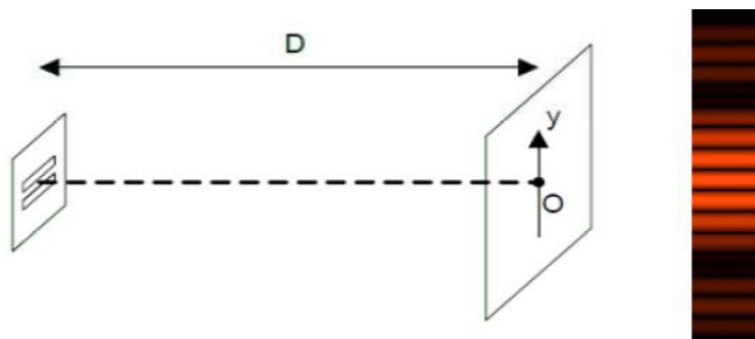


FIGURE 2.4 – Représentation de l'expérience des fentes de Young et répartition de l'intensité lumineuse sur l'axe y à une distance D des fentes

Le dispositif d'Young peut être vu comme un réseau à deux fentes, les raies sont donc très larges. Un réseau de diffraction est constitué d'une modulation périodique qui peut être vu comme un grand nombre de fentes, ce qui explique la finesse des raies. La figure d'interférence est le résultat de l'interférence entre les N sources lumineuses qui correspondent au nombre de fentes éclairées.

Un ordre de diffraction existe quand les fronts d'onde sont en phase c'est-à-dire quand la différence de chemin optique est égal à la longueur d'onde λ_0 ou un multiple entier de cette dernière. Prenons par exemple deux rayons distants d'une période éclairant un réseau, qui se réfléchissent dans un ordre de diffraction ; ce qui signifie qu'ils interfèrent constructivement et donc que la condition précédente est vérifiée (figure 2.5).

La différence de chemin optique δ entre les deux rayons s'exprime :

$$\delta = \Lambda(\sin \theta_d + \sin \theta_i) \quad (2.4)$$

Pour qu'un ordre de diffraction sous un angle θ_d par rapport à la normale existe,

$$\delta = m\lambda_0 \quad (2.5)$$

Les angles θ_i et θ_d doivent vérifier l'égalité :

$$\Lambda(\sin \theta_d + \sin \theta_i) = m\lambda_0 \quad (2.6)$$

ou encore, en divisant par $\lambda_0\Lambda$ et en multipliant par 2π les 2 membres de l'équation pour obtenir la relation sous la forme :

$$k_0(\sin \theta_d + \sin \theta_i) = mK_g \quad (2.7)$$

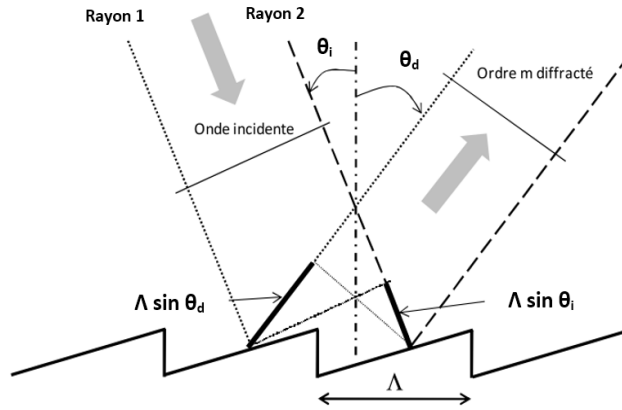


FIGURE 2.5 – Schéma représentant les conditions de création d'un ordre de diffraction à partir de deux rayons issus d'une onde plane.

L'équation (2.6) est appelée équation des réseaux, où m est l'ordre de diffraction considéré, à noter que m est un nombre entier relatif. θ_i est l'angle d'incidence du faisceau incident par rapport à la normale au plan du réseau et θ_d est l'angle de diffraction, par rapport à la même normale, de l'ordre m . Le vecteur \vec{K}_g , dont le module est utilisé dans l'équation (2.7), est appelé vecteur du réseau par analogie au vecteur d'onde \vec{k}_0 .

Où :

$$K_g = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.8)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (2.9)$$

L'équation des réseaux est une équation scalaire impliquant la projection de tous les vecteurs d'ondes (\vec{k}_0 des ondes incidentes et diffractées) et du vecteur du réseau \vec{K}_g . Cette relation est vraie si le plan d'incidence des vecteurs d'onde est colinéaire au vecteur de réseau. La majorité des systèmes réseau entrent dans cette catégorie, qui est appelée diffraction classique et notre recherche reste dans ce cadre. Si tel n'est pas le cas, l'équation du réseau doit être modifiée :

$$\Lambda \cos \epsilon (\sin \theta_d + \sin \theta_i) = m \lambda_0 \quad (2.10)$$

Ici ϵ est l'angle entre la lumière incidente et le plan perpendiculaire aux sillons au centre du réseau. Si la lumière incidente se trouve dans ce plan, $\epsilon = 0$ et l'équation (2.10) se réduit à l'équation familière (2.6). Dans des géométries pour lesquelles $\epsilon \neq 0$, le spectre diffracté se trouve dans un cône plutôt que dans un plan de sorte que ces cas sont appelés diffraction conique.

Pour un réseau de période Λ , il y a une relation purement mathématique entre la longueur d'onde et les angles d'incidence et de diffraction. Dans un ordre de diffraction m , les différentes longueurs d'ondes d'une onde polychromatique incidente sous un angle θ_i sont séparées angulairement par :

$$\theta_d(\lambda_0) = \arcsin(m\lambda_0/\Lambda - \sin \theta_i) \quad (2.11)$$

Quand $m = 0$, le réseau agit comme un miroir, et les longueurs d'onde ne sont pas séparées ($\theta_i = -\theta_d$) pour toutes les λ_0 ; ceci est appelé tout simplement l'ordre zéro. Un cas particulier mais courant est celui dans lequel la lumière est diffractée vers la direction d'où elle est venue (à savoir, $\theta_i = \theta_d$) ; Ceci est appelé la configuration Littrow, pour laquelle l'équation de réseau devient :

$$m\lambda_0 = 2\Lambda \sin \theta_i \quad (2.12)$$

Chapitre 3

Interaction d'une onde électromagnétique et un réseau de diffraction

3.1 Ordres de diffraction

En raison de la structure périodique des réseaux de diffraction, un rayonnement incident sur ces profils est diffracté dans les ordres de diffraction avec des directions de propagation discrètes. Généralement plusieurs entiers m pourront satisfaire l'équation réseau (2.6). Nous appellerons chacune de ces valeurs un ordre de diffraction. La nature de l'interaction va dépendre du rapport entre la période du réseau Λ et la longueur d'onde du rayonnement incident sur la structure du réseau.

3.1.1 Existence des ordres de diffraction

Pour un ensemble particulier de valeurs de la période du réseau Λ et des angles θ_i et θ_d , l'équation du réseau (2.6) est satisfaite pour plus d'une longueur d'onde λ_0 . En fait, assujetties à des restrictions discutées ci-dessous, il y a plusieurs longueurs d'onde discrètes qui, multipliées successivement par des entiers m , satisfont à la condition d'interférence constructive. La signification physique de ceci est que le renforcement constructif d'ondes diffractées par les sillons successifs exige simplement que chaque rayon soit retardé (ou avancé) en phase par rapport aux autres ; cette différence de phase doit donc correspondre à une distance réelle (différence de chemin optique) ce qui correspond à un multiple entier de la longueur d'onde. Ceci arrive, par exemple, quand la différence de chemin optique est égale à une longueur d'onde, dans quel cas nous parlons de premier ordre de diffraction positif ($m = 1$) ou négatif ($m = -1$) dépendant du fait que les rayons sont retardés ou avancés en passant d'un sillon à un autre. De façon similaire, le second ordre de diffraction positif ($m = 2$) et négatif ($m = -2$) sont ceux pour lesquels la différence de chemin optique entre les rayons diffractés par des sillons successifs équivaut à deux longueurs d'ondes etc.

L'équation du réseau révèle que seuls les ordres spectraux pour lesquels $|m\lambda_0/\Lambda| < 2$

peuvent exister. Cette restriction empêche la lumière de longueur d'onde λ_0 d'être diffractée dans un nombre infini d'ordres de diffraction. Dans beaucoup de cas, l'équation des réseaux permet à une lumière de longueur d'onde λ_0 d'être diffractée à la fois dans les ordres positifs et négatifs (figure 2.6). Explicitement, les ordres m existent si :

$$-2\Lambda < m\lambda_0 < 2\Lambda, \quad m \text{ est un entier} \quad (3.1)$$

Pour $\lambda_0/\Lambda \ll 1$, un grand nombre d'ordres diffractés existe. Comme on peut le voir à partir de l'équation (2.6), la distinction entre les ordres négatifs et positifs se fait de la manière suivante :

- $\theta_d > -\theta_i$ pour des ordres positifs
- $\theta_d < -\theta_i$ pour des ordres négatifs
- $\theta_d = -\theta_i$ pour $m = 0$

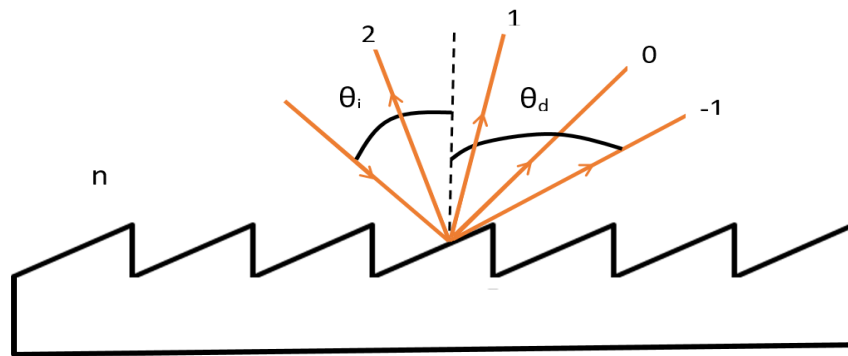


FIGURE 3.1 – Signes des ordres de diffraction d'un réseau.

3.1.2 Réflexion spéculaire

On parle de réflexion spéculaire quand la quasi-totalité de l'énergie du faisceau incident se retrouve dans un seul ordre. C'est dans ce sens que les réseaux blazés deviennent intéressants car ils concentrent le maximum d'énergie diffractée dans un seul ordre de diffraction. La direction du pic dans le cas de la diffraction par une facette correspond à la réflexion spéculaire sur cette facette, et cela pour chaque trait [12], [13]. Cette direction est donc conditionnée par l'angle de blaze α . Dans ce cas la normale à la facette du réseau est la bissectrice de l'angle entre le faisceau incident et le faisceau diffracté. Par conséquent la relation entre les angles d'incidence, de diffraction et de blaze est donnée par l'équation :

$$\theta_i \pm \theta_d = 2\alpha \quad (3.2)$$

La figure 3.2 donne une représentation schématique d'une réflexion spéculaire.

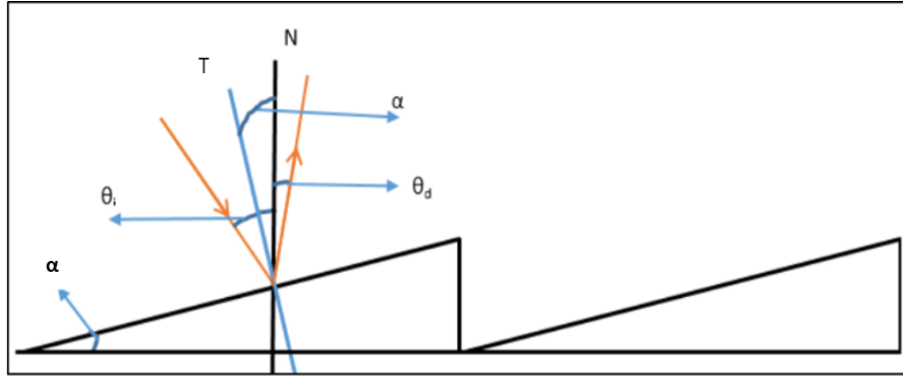


FIGURE 3.2 – Représentation schématique d'une réflexion spéculaire : α est l'angle de blaze, θ_i est l'angle d'incidence, θ_d est l'angle de diffraction et N et T sont respectivement les normales au plan et à la facette du réseau.

3.1.3 Superposition du spectre diffracté

L'aspect le plus problématique du comportement des ordres multiples est que les spectres successifs se superposent [10], [14], [15]. Il est évident à partir de l'équation des réseaux que, pour n'importe quelle configuration réseau, la lumière de longueur d'onde λ_0 diffractée dans l'ordre $m=1$ va coïncider avec la lumière de longueur d'onde $\lambda_0/2$ diffractée dans l'ordre $m = 2$, etc., pour m satisfaisant l'inégalité (3.1). Un détecteur sensible à ces deux longueurs d'onde verrait les deux simultanément. Cette superposition de longueurs d'onde, qui conduirait à des données erronées, est inhérente à l'équation des réseaux lui-même et doit être empêchée par un filtrage approprié (appelé tri d'ordre), car le détecteur ne peut pas généralement distinguer la lumière des différentes longueurs d'onde incidentes sur lui (dans sa plage de sensibilité).

3.2 Dispersion par un réseau de diffraction

L'utilisation la plus courante des réseaux de diffraction est celle d'élément séparateur de longueur d'onde d'une lumière émise par de la matière en vue de l'analyser et c'est cette application qui intéresse les imageurs hyperspectraux. Un faisceau de lumière blanche incidente sur un réseau de diffraction est séparé en ses longueurs d'onde composantes dans chaque ordre de diffraction excepté l'ordre zéro, avec chaque longueur d'onde diffractée suivant une direction différente. La dispersion est une mesure de la séparation (angulaire ou spatiale) entre la lumière diffractée des différentes longueurs d'onde. Les réseaux ayant un pouvoir séparateur beaucoup plus performant qu'un prisme, ils ont très vite été utilisés pour cette application. C'est Fraunhofer qui en 1821 fut le premier à fabriquer un réseau de diffraction de qualité suffisante, capable d'analyser le spectre d'absorption du Soleil, dont les raies portent aujourd'hui son nom [11]. Les dispersions angulaire et linéaire expriment respectivement l'angle et la longueur par unité de longueur d'onde.

3.2.1 Dispersion angulaire

La dispersion angulaire $d\theta_d$ d'un spectre d'ordre m entre la longueur d'onde λ_0 et $\lambda_0 + d\lambda_0$ peut être obtenue en différenciant l'équation des réseaux de diffraction, en supposant que l'angle d'incidence θ_i reste constant. Le changement D en angle de diffraction par unité de longueur d'onde est donc [15]

$$D = \frac{d\theta_d}{d\lambda_0} = \frac{m}{\Lambda \cos \theta_d} \quad (3.3)$$

Le rapport D est appelé dispersion angulaire. Si la période du réseau Λ augmente, la dispersion angulaire diminue signifiant que la séparation angulaire diminue entre les différentes longueurs d'onde pour un ordre donné m . La substitution de l'équation du réseau dans l'équation (3.3) donne l'équation générale pour la dispersion angulaire :

$$D = \frac{d\theta_d}{d\lambda_0} = \frac{\sin \theta_d + \sin \theta_i}{\lambda_0 \cos \theta_d} \quad (3.4)$$

Pour une longueur d'onde donnée, cette équation montre que la dispersion angulaire peut être considérée comme étant uniquement une fonction d'angles d'incidence et de diffraction. ceci devient plus évident si nous considérons la configuration Littrow ($\theta_d = \theta_i$), dans quel cas l'équation (3.4) devient :

$$D = \frac{d\theta_d}{d\lambda_0} = \frac{2}{\lambda_0} \tan \theta_d \quad (3.5)$$

3.2.2 Dispersion linéaire

Pour une longueur d'onde λ_0 diffractée dans l'ordre m qui correspond à un angle de diffraction θ_d , la dispersion linéaire d'un système réseau est le produit de la dispersion angulaire D et la distance focale effective $f(\theta_d)$ du système :

$$fD = f \frac{d\theta_d}{d\lambda_0} = \frac{mf}{\Lambda \cos \theta_d} = \frac{mf}{\Lambda} \sec \theta_d \quad (3.6)$$

La quantité $fd\theta_d = dl$ est le changement de la position le long du spectre (une distance réelle, au lieu d'une longueur d'onde). Nous avons écrit $f(\theta_d)$ pour la distance focale pour montrer explicitement qu'elle dépend de l'angle de diffraction θ_d et donc de la longueur d'onde λ_0 .

3.2.3 Pouvoir de résolution

Le pouvoir de résolution R d'un réseau de diffraction est une mesure de sa capacité à séparer des raies spectrales adjacentes de longueur d'onde moyenne λ_0 . C'est une grandeur sans dimension [16] :

$$R = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_0}. \quad (3.7)$$

Ici $\Delta\lambda_0$ est la limite de résolution ou le plus petit intervalle spectral résolu, la différence en longueur d'onde entre deux lignes d'intensité égale qui peuvent être distinguées (c'est-à-dire que les pics de deux longueurs d'onde λ_{01} et λ_{02} pour lesquelles $|\lambda_{01} - \lambda_{02}| < \Delta\lambda_0$ seront ambigus). Le pouvoir de résolution théorique d'un réseau de diffraction plan est donnée par :

$$R = mN, \quad (3.8)$$

Où m est l'ordre de diffraction et N est le nombre total des sillons illuminés sur la surface du réseau. Pour des ordres négatifs ($m < 0$), la valeur absolue de R est considérée. En utilisant l'équation des réseaux, l'expression de R devient :

$$R = \frac{N\Lambda(\sin\theta_d + \sin\theta_i)}{\lambda_0}. \quad (3.9)$$

Si la période du réseau Λ est uniforme sur la surface du réseau, la quantité $N\Lambda$ est tout simplement la longueur du réseau W , donc :

$$R = W \frac{(\sin\theta_d + \sin\theta_i)}{\lambda_0}. \quad (3.10)$$

Comme on le voit dans l'équation (3.10), R ne dépend pas explicitement de l'ordre ou du nombre de sillons, ces paramètres sont contenus dans la largeur du réseau et les angles d'incidence et de diffraction. Puisque

$$|\sin\theta_d + \sin\theta_i| < 2, \quad (3.11)$$

le maximum possible de la puissance de résolution est :

$$R_{MAX} = \frac{2W}{\lambda_0}, \quad (3.12)$$

indépendant de l'ordre m et du nombre de sillons N . Cette condition limite correspond à la configuration Littrow rasante.

3.2.4 Résolution spectrale

Alors que le pouvoir de résolution peut être considéré comme une caractéristique du réseau et des angles selon lesquels il a été utilisé, la capacité à résoudre deux longueurs d'onde λ_{01} et $\lambda_{02} = \lambda_{01} + \Delta\lambda_0$ dépend généralement non seulement du réseau mais aussi des dimensions et

des emplacements des fentes d'entrée et de sortie, les aberrations dans les images, et l'agrandissement des images [10]. La différence minimale de longueur d'onde $\Delta\lambda_0$ (aussi appelée limite de résolution ou tout simplement résolution) entre deux longueurs d'onde qui peuvent être résolues sans ambiguïté peut être déterminée par la convolution de l'image de la fente d'entrée avec la fente de sortie. Cette mesure de la capacité d'un système réseau pour résoudre des longueurs d'onde voisines est sans doute plus pertinente que le pouvoir de résolution car elle prend en compte les effets image du système.

3.3 Distance focale et f-number ($F\#$)

Pour des réseaux (ou systèmes de réseau) qui imagent, diffractent ou dispersent la lumière qui n'est pas collimatée, une distance focale peut être définie. Si le faisceau diffracté par un réseau dans un ordre m avec longueur d'onde λ_0 converge vers un point, alors la distance entre ce point et le centre du réseau est la distance focale $f'(\lambda_0)$. Si la lumière alors diffractée est collimatée, puis focalisée par un miroir ou la lentille, la distance focale est celle du miroir de focalisation ou de la lentille et non la distance au réseau. Si la lumière diffractée est divergente, la distance focale peut encore être définie, bien que par convention, nous la prenons négative (ce qui indique qu'il y a une image virtuelle derrière le réseau). De même, la lumière incidente peut diverger vers le réseau (donc nous définissons la distance de la fente d'entrée $f(\lambda_0) > 0$) ou il peut converger vers un foyer derrière le réseau (pour lequel $f(\lambda_0) < 0$). Habituellement, on utilise des réseaux de diffraction dans des configurations pour lesquelles f ne dépend pas de la longueur d'onde (bien que dans de tels cas f' dépend généralement de λ_0). Le diamètre du réseau (dans le plan de dispersion) D permet de définir les f-number d'entrée et de sortie (aussi appelés les rapports focaux) [10] :

$$F\#_{\text{entrée}} = \frac{f}{D}, \quad F\#_{\text{sortie}} = \frac{f'}{D}. \quad (3.13)$$

Habituellement, le $F\#$ d'entrée est adapté au $F\#$ number du cône de lumière sortant de l'optique d'entrée (par exemple une fente d'entrée) afin d'utiliser autant que possible la surface du réseau pour la diffraction. Cela augmente la quantité d'énergie diffractée sans surcharger le réseau ce qui contribuerait généralement à la lumière parasite instrumentale.

La distance focale est un paramètre important dans la conception et la spécification des spectromètres à réseau, car elle régit la taille globale du système optique (sauf si des miroirs de pliage sont utilisés). Le rapport entre les distances focales d'entrées et de sorties détermine la largeur projetée de la fente d'entrée qui doit être adaptée à la largeur de la fente de sortie ou à la taille de l'élément détecteur. Le $F\#$ est également important, car il est généralement vrai que les aberrations spectrales diminuent à mesure que le $F\#$ augmente. Malheureusement, de l'augmentation de $F\#$ d'entrée résulte un réseau sous-tendant un angle solide plus petit ; cela permettra de réduire la quantité d'énergie lumineuse que le réseau collecte et par conséquent de réduire l'intensité des faisceaux diffractés. Ce compromis interdit la formulation d'une règle simple pour choisir les $F\#$ d'entrée et de sortie, les procédures de conception très sophistiquées ont été développées pour minimiser les aberrations tout en maximisant l'énergie collectée.

3.4 Agrandissement anamorphique

Pour une longueur d'onde λ_0 donnée, on peut considérer le rapport de la largeur d'un faisceau diffracté collimaté à celle d'un faisceau incident collimaté comme une mesure de l'agrandissement effectif du réseau (Figure 3.3). De cette figure, nous voyons que ce rapport est :

$$\frac{b}{a} = \frac{\cos \theta_d}{\cos \theta_i} \tag{3.14}$$

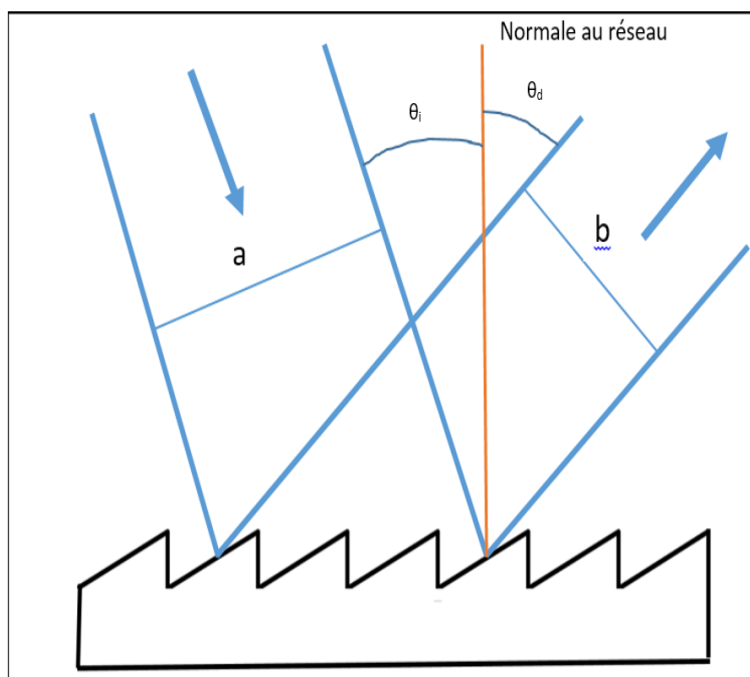


FIGURE 3.3 – Agrandissement anamorphique du réseau.

Etant donné que θ_d dépend de λ_0 par l'équation de réseau, cet agrandissement varie en fonction de la longueur d'onde. Le rapport $\frac{b}{a}$ est appelé l'agrandissement anamorphique ; pour une longueur d'onde λ_0 donnée, il ne dépend que de la configuration angulaire dans laquelle le réseau de diffraction est utilisé.

3.5 Lumière parasite et diffusée

Toute la lumière qui atteint le détecteur d'un instrument à base de réseau à partir d'un endroit autre que le réseau, par tout moyen autre que la diffraction telle que régie par l'équation du réseau, ou par tout autre ordre que l'ordre d'optimisation, est appelée lumière parasite instrumentale (ou tout simplement la lumière parasite). Tous les composants d'un système optique

contribuent à la lumière parasite, tout comme des défauts, des ouvertures et des surfaces partiellement réfléchissantes. La lumière indésirable provenant d'un réseau lui-même est souvent appelée lumière diffusée ou diffusion instrumentale du réseau.

3.6 Rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit est le rapport entre l'énergie diffractée et l'énergie de la lumière indésirable. Alors que nous pourrions être tentés de penser que l'augmentation de l'efficacité de diffraction augmente ce rapport, la lumière parasite joue habituellement le rôle limitant pour un système de réseau. Comme ce rapport est une propriété de l'instrument optique, non seulement du réseau, il n'existe pas de règles claires concernant quel type de réseau fournira un rapport signal-bruit élevé.

3.7 Polarisation par un réseau de diffraction

La polarisation est une des propriétés des ondes électromagnétiques dont la grandeur physique est représentée par le vecteur champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{H} . Une onde plane est définie par ces deux vecteurs et par le vecteur \vec{k} qui est normal au plan de l'onde et indique la direction de propagation de l'onde, telle que les vecteurs \vec{E} , \vec{H} et \vec{k} forment un trièdre direct. Deux états de polarisation ressortent, il s'agit de la polarisation TE pour Transverse électrique, le terme s est parfois employé et TM pour Transverse Magnétique, le terme p est parfois employé. Dans le cas de la polarisation TE, le vecteur représentant la direction du champ électrique se trouve dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence. Dans le cas de la polarisation TM c'est le vecteur représentant la direction du champ magnétique qui se trouve dans ce plan. Le problème quand on travaille avec les réseaux de diffraction est leur sensibilité à la polarisation. En réalité, l'efficacité de la lumière polarisée TE est différente de celle de la lumière polarisée TM. Lorsqu'une onde électromagnétique non polarisée arrive sur la surface d'un réseau, la réflectivité de celui-ci dépend de la longueur d'onde, de l'angle d'incidence et n'est pas la même pour les composantes parallèles et perpendiculaires des champs électrique et magnétique au plan de propagation [17]. Les deux premiers paramètres étant les mêmes, c'est ce comportement différent du réseau de diffraction vis à vis des composantes des champs perpendiculaire et parallèle qui influence les valeurs d'efficacité de diffraction pour la lumière polarisée TE et TM. Si l'onde incidente est polarisée, cette information concernant le plan de polarisation par rapport au réseau est importante, car l'efficacité des ordres de diffraction en dépend.

3.8 Réseau de diffraction utilisés comme surfaces anti réfléchives

La thématique des antireflets de surface est un problème récurrent en optique. En effet, dès qu'un changement de milieu intervient dans le parcours d'une onde lumineuse, celle-ci ne traverse pas cette interface entièrement. Une partie de l'énergie incidente se trouve réfléchi et l'autre transmise. Cela a pour conséquence une perte par réflexion de l'intensité du signal qui peut s'avérer préjudiciable dans un grand nombre d'applications. Par exemple, dans les cas où le nombre de ces changements de milieu est important dans le montage optique (objectifs, système à lentilles multiples, . . .), lorsque l'on cherche à détecter le plus bas niveau de signal possible (détecteur infrarouge par exemple) ou lorsque le but est de transmettre le niveau d'énergie le plus grand possible en minimisant les pertes par réflexion. Heureusement, il est possible de réduire, et parfois même fortement, ces pertes par réflexion en ajoutant à chaque changement de milieu un traitement antireflet [18]. Un de ces traitements est la structuration de l'interface qui est beaucoup utilisé sur les cellules solaires pour piéger le maximum de photons [19]. En effet tous les modules sont recouverts d'une vitre, pour protéger les modules de la poussière et/ou des intempéries. Une interface air-verre, avec un indice de réfraction de 1,5 produit des pertes par réflexions entre 4 et 9 % suivant l'incidence. Il a été montré qu'une couche, à cette interface, nano-structurée de façon à former un gradient d'indice avait des propriétés anti-réfléctives sur une large gamme spectrale, allant de 0,35 à 2,5 μm [11]. Cette gamme correspond au spectre utile de la lumière solaire dans les applications photovoltaïques. Un réseau de diffraction en 2D avec des motifs de dimension sub-longueurs d'ondes agit comme une surface anti-réfléchissante. L'idée de structurer l'interface qui existe entre un milieu extérieur et un substrat, afin d'y réaliser un antireflet, est née d'une observation de la nature. En effet, c'est en 1973 que Clapham et Hutley remarquent que la nature [20] a anticipé les problèmes de perte de lumière par réflexion sur une interface. Ainsi, une observation au microscope électronique de la surface des yeux de certains insectes nocturnes montre que la surface externe de leurs yeux est couverte d'un arrangement régulier de protubérances coniques, typiquement espacées et hautes de 200 nm (Figure 3.4).

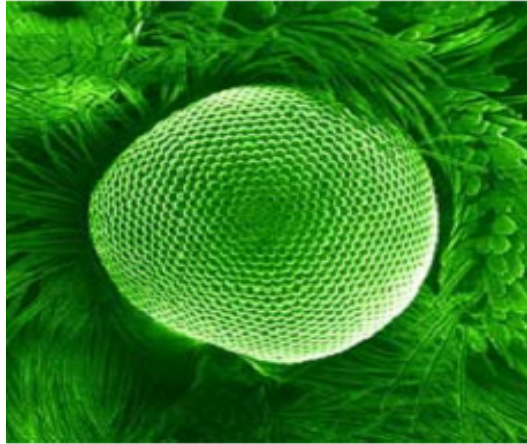


FIGURE 3.4 – Image MEB d'un oeil de Mite.

Une proposition d'explication donne alors comme fonction à cette structure de réduire les réflexions de lumière sur l'oeil de l'insecte en apportant une transition progressive entre l'indice de réfraction de l'air et celui de l'oeil [21]. Cette proposition est pour la première fois vérifiée et validée dans l'article de Clapham et Hutley [20]. Par la suite de nombreuses équipes de recherche ont tenté d'utiliser, de comprendre, et de reproduire ce phénomène. Certaines l'ont fait d'un point de vue numérique, sans se poser aucune question sur une éventuelle faisabilité, d'autres au contraire ont eu un point de vue expérimental et ont réalisé des antireflets structuraux sur divers substrats, soit par gravure, soit par réplcation de microstructures déjà existantes dans le monde biologique.

3.9 Filtres de polarisation sans perte

Les cristaux liquides agissent le plus souvent sur la transmission d'une lumière blanche polarisée. Or, les sources de lumières utilisées dans les écrans plats à cristaux liquides (LCD), qu'elles éclairent soit depuis l'arrière ou depuis les côtés, sont des lampes à cathode froide ou des diodes électroluminescentes qui émettent une lumière non-polarisée. Un filtrage de polarisation est donc nécessaire pour qu'une modulation de la transmission soit possible. Les polariseurs généralement utilisés sont des filtres polymères qui absorbent l'une des polarisations et transmettent l'autre. Cela représente un gaspillage énergétique énorme d'environ 50%. Le recyclage de la polarisation rejetée est donc un grand enjeu. L'idée est de réfléchir la polarisation, au lieu de l'absorber, de la tourner ou simplement de la brouiller et de la réfléchir en lui donnant ainsi une deuxième « chance » (ou une troisième, etc.) d'être transmise par le polariseur. C'est ce que permet de faire un réseau nettement submicronique de fentes métalliques dont le fonctionnement s'apparente au "wire grid polarizer" abondamment utilisé en infrarouge [22]. La Figure 3.5, est un schéma permettant de comprendre le principe du polariseur sans perte à base de réseaux. La largeur des fentes est choisie de sorte que la polarisation TE (champ électrique parallèle aux fentes) ne puisse pénétrer dans les fentes car le mode électromagnétique de fente

est en-dessous de sa coupure, et se trouve donc réfléchi avec très peu de pertes métalliques, alors que la polarisation TM (champ électrique normal aux fentes) se couple au mode de fente de nature plasmonique qui, pour cette polarisation, a une largeur de coupure nulle et transmet l'onde incidente avec une relativement faible perte d'absorption. Si la période de ce réseau de fentes dans une couche métallique est assez faible (inférieure à 100 - 150 nm), aucun ordre de diffraction n'est généré ni dans l'air ni dans le substrat et cet effet de séparateur de polarisation est très large bande, couvrant tout le visible.

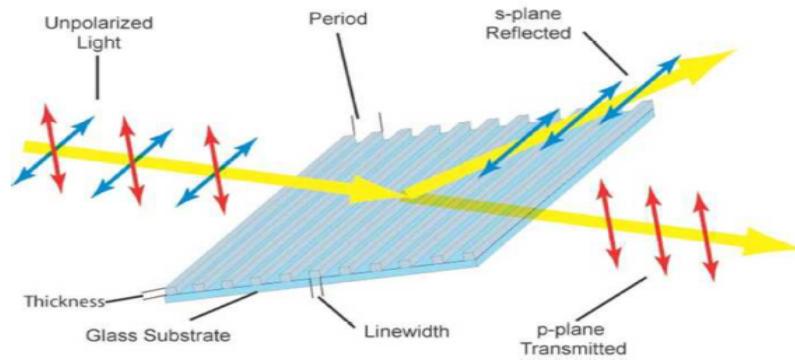


FIGURE 3.5 – Fonctionnement du polariseur large bande utilisant des réseaux métalliques de période submicronique.

Chapitre 4

Etat de l'art des montages réseaux dans les spectro-imageurs

4.1 Spectromètres à réseaux plans

4.1.1 Terminologie du montage d'un réseau de diffraction

Les optiques auxiliaires de collimation et de focalisation qui modifient les fronts d'onde incidents et diffractés sur un réseau, ainsi que la configuration angulaire dans laquelle il est utilisé, sont souvent appelées son montage [10]. Ces montages réseaux sont appelés des spectromètres. Un monochromateur est un spectromètre qui image une seule longueur d'onde ou une bande de longueur d'onde à la fois sur une fente de sortie ; le spectre est balayé par le mouvement relatif de l'optique d'entrée et / ou de sortie (généralement des fentes) par rapport au réseau. Un spectrographe est un spectromètre qui permet d'imager une série de longueurs d'onde simultanément, soit sur une série d'éléments de détecteurs, soit à travers plusieurs fentes de sortie (parfois appelées polychromateurs). La caractéristique d'un spectrographe est que toute une bande du spectre est enregistrée à la fois.

4.1.2 Montages de monochromateur à réseaux plans

Un réseau plan est celui dont la surface est plate. Les réseaux plans sont normalement utilisés avec une lumière incidente collimatée, qui est dispersée par longueur d'onde mais n'est pas focalisée. Les montages de réseaux plans nécessitent généralement des optiques auxiliaires, telles que des lentilles ou des miroirs, pour collecter et focaliser l'énergie [10], [23]. Certains montages de réseaux plans simplifiés éclairent le réseau avec une lumière convergente, bien que les propriétés focales du système dépendent alors de la longueur d'onde. Pour simplifier, seuls les montages de réseaux plans en réflexion sont discutés ci-dessous, bien que chaque montage puisse avoir un réseau en transmission analogue.

4.1.2.1 Le monochromateur Ebert-Fastie

Cette conception est un cas particulier du montage Czerny-Turner dans lequel un seul miroir concave relativement grand sert à la fois de collimateur et de focaliseur (Figure 4.1) [10], [24]. Son utilisation est limitée, car la lumière parasite et les aberrations sont difficiles à contrôler, ce dernier effet étant une conséquence des degrés de liberté relativement faibles en conception (par rapport à un monochromateur Czerny-Turner). Ceci peut être vu en reconnaissant que le monochromateur Ebert-Fastie est un cas particulier du monochromateur Czerny-Turner dans lequel les deux rayons de miroir concaves sont identiques et pour lesquels leurs centres de courbure coïncident. Cependant, un avantage que le montage Ebert-Fastie fournit est d'éviter le désalignement relatif des deux miroirs.

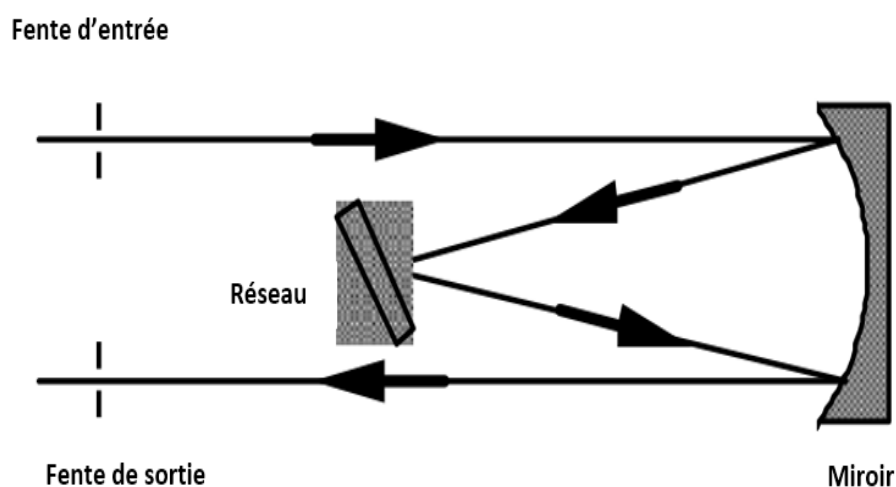


FIGURE 4.1 – Montage Ebert-Fastie

4.1.2.2 Le monochromateur Czerny-Turner

Cette conception implique un réseau plan classique éclairé par une lumière collimatée. La lumière incidente sur le réseau s'écarte habituellement de la source ou de la fente d'entrée, et est collimatée par un miroir concave (le collimateur), et la lumière diffractée est focalisée par un second miroir concave (Figure 4.2) [10], [25], [26]. Idéalement, puisque le réseau est plan et classique, et utilisé avec la lumière incidente collimatée, aucune aberration ne devrait être introduite dans les fronts d'onde diffractés. En pratique, étant donné que les miroirs sphériques sont souvent utilisés, les aberrations sont dues à leur utilisation hors axe.

Comme toutes les montages de monochromateur, les longueurs d'onde sont imagées individuellement. Le spectre est balayé en faisant tourner le réseau ; ceci déplace la normale du

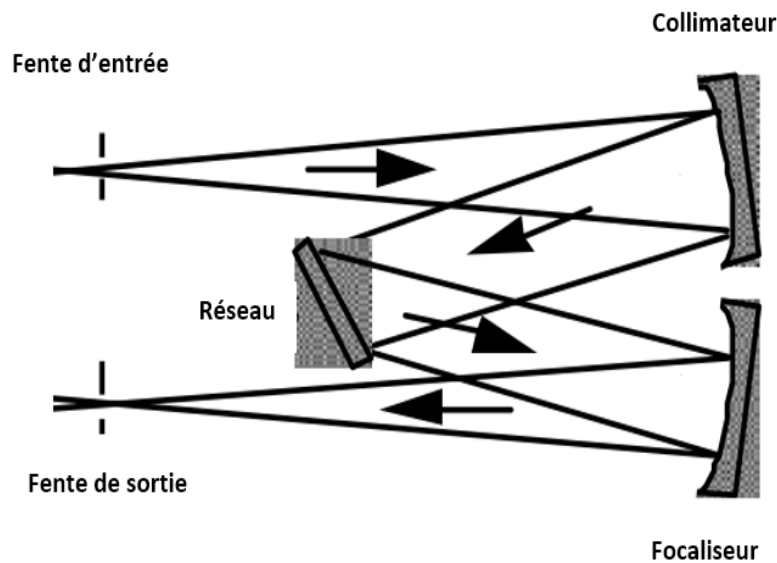


FIGURE 4.2 – *Montage Czerny-Turner*

réseau par rapport aux faisceaux incidents et diffractés, ce qui change la longueur d'onde diffractée vers le second miroir. Comme la lumière incidente et diffractée par le réseau est collimatée, le spectre reste focalisé sur la fente de sortie pour chaque longueur d'onde, puisque seul le réseau peut introduire des propriétés de focalisation dépendantes de la longueur d'onde. Les aberrations provoquées par les miroirs auxiliaires comprennent l'astigmatisme et l'aberration sphérique (dont chacun est ajouté de manière additive par les miroirs) ; comme pour toutes les géométries de miroirs concaves, l'astigmatisme augmente à mesure que l'angle de réflexion augmente. La coma, bien que généralement présente, peut être éliminée à une longueur d'onde grâce au choix approprié des angles de réflexion sur les miroirs ; en raison du grossissement tangentiel anamorphique (dépendant de la longueur d'onde) du réseau, les images des autres longueurs d'onde subissent une coma d'ordre supérieur (qui ne devient gênante que dans les systèmes spéciaux).

4.1.2.3 Le monochromateur Monk-Gillieson

Dans ce montage (Figure 4.3) [10], un réseau plan est éclairé par une lumière convergente. Habituellement, la lumière s'échappant d'une fente d'entrée est rendue convergente par une réflexion hors axe d'un miroir concave (qui introduit des aberrations, de sorte que la lumière incidente sur le réseau n'est pas composée de fronts d'onde parfaitement sphériques). Le réseau diffracte la lumière qui converge vers la fente de sortie ; le spectre est balayé en faisant tourner le réseau pour mettre différentes longueurs d'onde en évidence à ou près de la fente de sortie [27], [28]. Souvent, les angles de réflexion (à partir du miroir primaire), d'incidence et

de diffraction sont faibles, ce qui maintient au minimum les aberrations (en particulier d'astigmatisme hors axe). Puisque la lumière incidente n'est pas collimatée, le réseau introduit des aberrations dépendant de la longueur d'onde dans les fronts d'onde diffractés. Par conséquent, le spectre ne peut pas rester focalisé sur une fente de sortie fixe lorsque le réseau est tourné (sauf si cette rotation est autour d'un axe placé au trait central du réseau). Pour les applications à basse résolution, le montage Monk-Gillieson jouit d'une certaine popularité, car elle représente le système spectrométrique le plus simple et le moins coûteux imaginable.

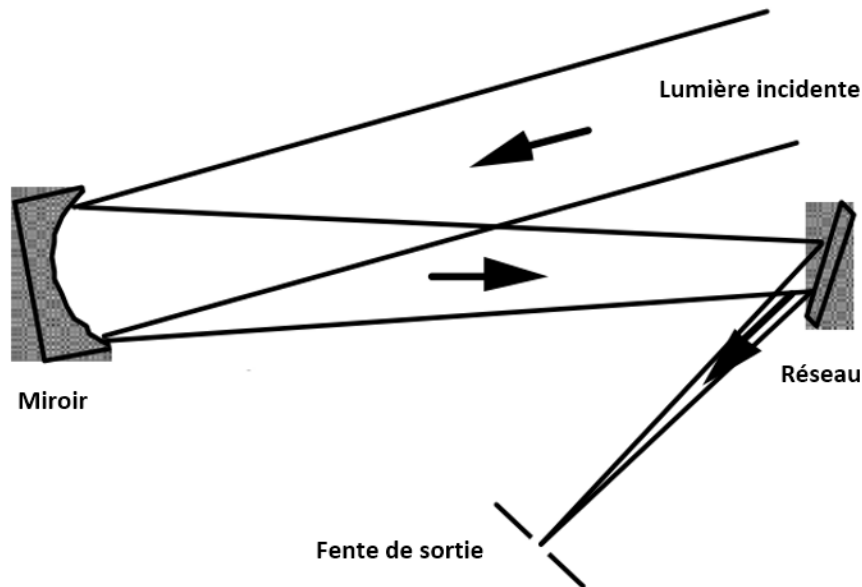


FIGURE 4.3 – *Montage Monk-Gillieson*

4.1.2.4 Le monochromateur Littrow

Un réseau utilisé dans la configuration de Littrow ou d'auto-collimation diffracte la lumière de longueur d'onde λ_0 le long de la direction de la lumière incidente (Figure 4.4) [29]. Dans un monochromateur Littrow, le spectre est balayé en faisant tourner le réseau [10]; cela réoriente la normale du réseau, donc les angles d'incidence θ_i et de diffraction θ_d changent (même si $\theta_i = \theta_d$ pour tout λ_0). La même optique auxiliaire peut être utilisée à la fois comme collimateur et comme focaliseur, puisque les rayons diffractés retracent les rayons incidents. Habituellement, la fente d'entrée et la fente de sortie (ou plan d'image) seront légèrement décalées le long de la direction parallèle aux traits de sorte qu'elles ne coïncident pas; ceci introduira généralement des aberrations hors-plan. Les vrais monochromateurs Littrow sont très populaires dans les applications de réglage laser.

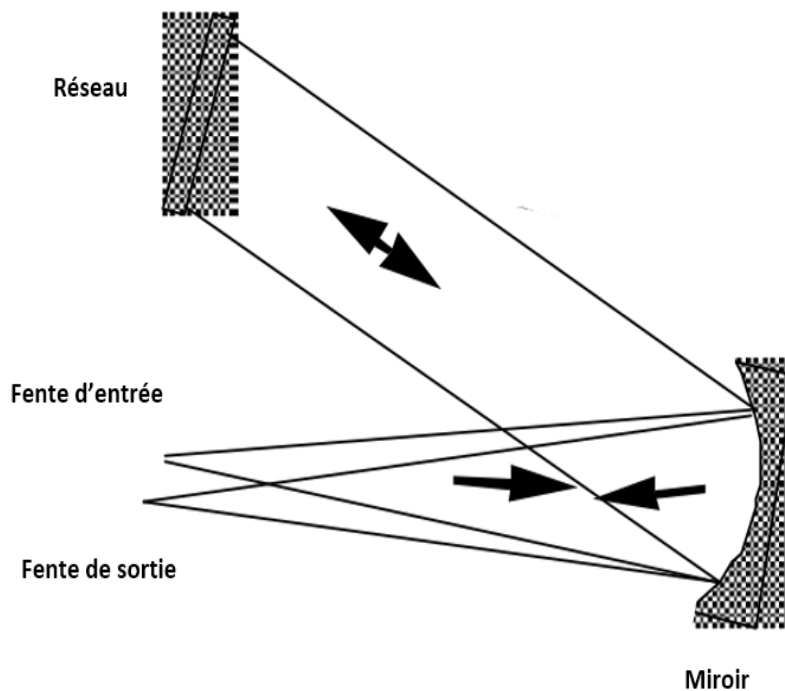


FIGURE 4.4 – *Montage Littrow*

4.1.2.5 Le monochromateur double & triple

Deux montages monochromateurs utilisés en série forment un double monochromateur. La fente de sortie du premier monochromateur sert généralement de fente d'entrée pour le second monochromateur (Figure 4.5), bien que certains systèmes aient été conçus sans fente intermédiaire [10]. La lumière parasite dans un double monochromateur avec une fente intermédiaire est beaucoup plus faible que dans un seul monochromateur : elle est approximativement le produit des rapports de l'intensité de la lumière parasite à l'intensité de la ligne parente pour chaque monochromateur unique. Un monochromateur double peut être conçu pour avoir une dispersion additive ou une dispersion soustractive.

- Dans le cas de dispersion additive, la dispersion linéaire réciproque du système entier est la somme des dispersions linéaires réciproques de chaque monochromateur : c'est-à-dire que le spectre dispersé par le premier monochromateur est une dispersion supplémentaire en passant par le second monochromateur
- Dans le cas d'une dispersion soustractive, l'ensemble du système est conçu pour que la dispersion spectrale à la fente de sortie du second monochromateur soit sensiblement nulle ; dans ce cas, la dispersion du système monochromateur double est celle du premier monochromateur. Un monochromateur à dispersion soustractive a la propriété que

la lumière quittant sa fente de sortie est spectralement uniforme : la combinaison homogène de toutes les longueurs d'onde est transmise à travers la fente intermédiaire, au lieu d'un spectre de longueur d'onde variant de façon continue comme dans les monochromateurs simples et les monochromateurs doubles à dispersion additive. Un montage monochromateur triple est composé de trois monochromateurs en série. Ces supports ne sont utilisés que lorsque les exigences de réduction de la lumière parasite instrumentale sont extraordinairement sévères. Le triple monochromateur offre aux chercheurs un outil très précieux pour l'étude des très basses fréquences aussi bien que pour l'observation de raies faibles au voisinage de raies très intenses. Le premier objectif du spectroscopiste Raman est la réduction du taux de lumière diffuse tout en conservant autant que possible une grande luminosité [30], [31].

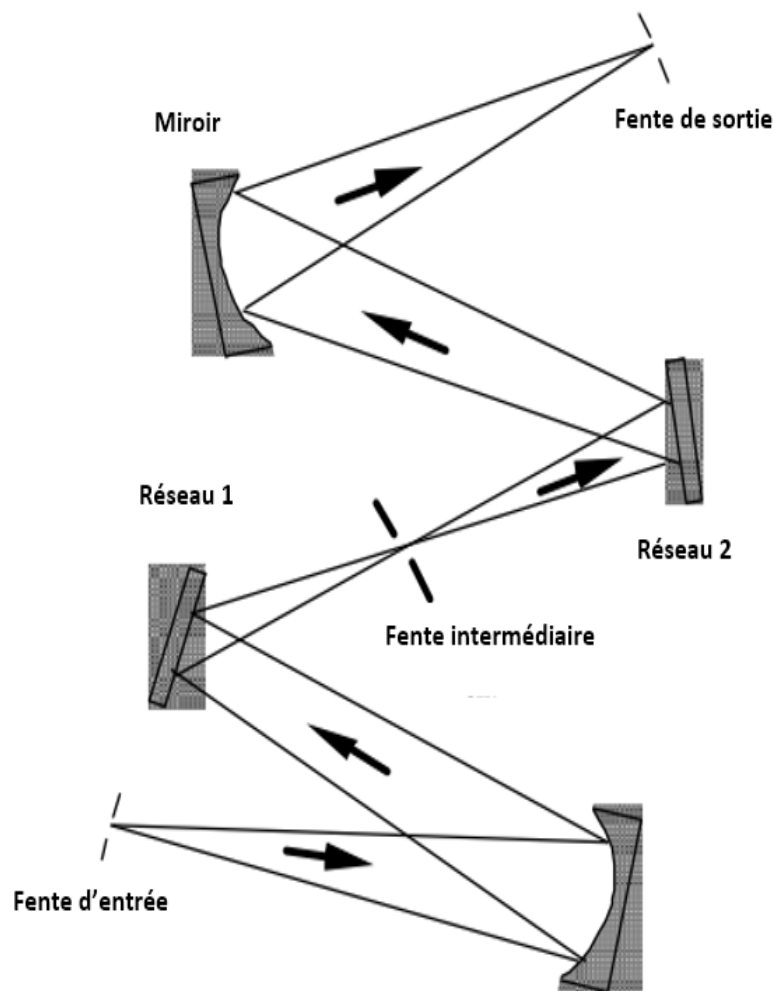


FIGURE 4.5 – Montage monochromateur double

4.1.2.6 Le monochromateur à balayage constant

La grande majorité des montages de monochromateurs sont de la variété à déviation constante : le réseau est tourné pour mettre en évidence différentes longueurs d'onde à la fente de sortie (stationnaire) [10]. ce montage présente l'avantage pratique de ne nécessiter qu'un seul étage de rotation et aucune autre pièce en mouvement, mais présente l'inconvénient d'être en blaze à une seule longueur d'onde ; à d'autres longueurs d'onde, les angles d'incidence et de diffraction ne satisfont pas la condition de blaze :

$$m\lambda_0 = 2\Lambda\sin\alpha, \quad (4.1)$$

où α est l'angle de blaze. Une conception alternative qui peut être considérée est le monochromateur à balayage constant, ainsi appelée parce que dans l'équation de réseau, c'est l'angle de balayage qui reste fixe [32]. Dans ce montage, la bissectrice des faisceaux d'entrée et de sortie doit rester à un angle constant par rapport à la normale du réseau à mesure que les longueurs d'onde sont balayées. Les monochromateurs à réseau et à balayage constant ont été conçus mais n'ont pas été largement adoptés, probablement en raison de la complexité des mécanismes requis pour le mouvement précis des fentes.

4.1.3 Montages de spectrographes à réseaux plans

Les montages de monochromateurs à réseau plan décrits dans la section précédente ont une fente de sortie à travers laquelle passe une région spectrale étroite ; la longueur d'onde centrale de cette région spectrale est modifiée en faisant tourner le réseau. Alternativement, une large région spectrale peut être imagée à la fois en laissant le réseau fixé et en utilisant une série de fentes de sortie (ou d'éléments de détection) dans un plan focal. De tels systèmes optiques sont appelés des spectrographes [10], [33]. Souvent, les propriétés d'imagerie d'un spectrographe à réseau plan (sans optique auxiliaire) ne sont acceptables que sur une partie du spectre d'intérêt, ce qui nécessite l'utilisation de lentilles ou de miroirs pour fournir une puissance de focalisation supplémentaire pour rendre le plan focal aussi proche de la ligne représentée par les fentes ou les éléments détecteurs.

4.2 Spectromètres à réseaux concaves

4.2.1 Introduction

Un réseau en réflexion concave peut être modélisé comme un miroir concave qui disperse ; il peut être pensé pour réfléchir et focaliser la lumière en vertu de sa concavité, et à disperser la lumière en vertu du profil des sillons. Depuis leur invention par Henry Rowland, les réseaux de diffraction concaves ont joué un rôle important en spectrométrie. Par rapport aux réseaux plans, ils offrent un avantage important : ils fournissent les propriétés de focalisation (imagerie) au réseau qui, autrement, doit être fourni par des éléments optiques séparés. Pour une spectroscopie inférieure à 110 nm, pour laquelle la réflectivité des coatings des miroirs disponibles est faible, les réseaux concaves permettent des systèmes exempts de miroirs de focalisation qui

réduiraient le flux de deux ou plusieurs ordres de grandeur. De nombreuses configurations pour les spectromètres à réseaux concaves ont été conçues. Certaines sont des variations du cercle de Rowland, tandis que d'autres placent le spectre sur un champ plat, ce qui est plus approprié pour les instruments à capteur de dispositifs à couplage de charge (CCD). Le monochromateur à réseau concave de Seya-Namioka [10], [34] est particulièrement adapté pour balayer le spectre en faisant tourner le réseau autour de son propre axe.

4.2.2 Imagerie d'un système à réseau concave

Les caractéristiques de l'imagerie par un spectromètre à réseau concave sont régies par la taille, l'emplacement et l'orientation des optiques d'entrée et de sortie, les aberrations dues au réseau et les aberrations dues aux optiques auxiliaires du système [10]. Les propriétés d'imagerie du réseau lui-même sont déterminées entièrement par la forme de son substrat (sa courbure ou sa forme), l'espacement et la courbure des sillons. Un réseau concave est un réseau dont la surface est concave, quel que soit son profil, ou le support dans lequel il est utilisé. Les exemples sont des substrats sphériques (dont les surfaces sont des parties d'une sphère, qui sont définissables avec un rayon) et des substrats toroïdaux (définissables par deux rayons). Les substrats sphériques sont de loin le type le plus commun de substrats concaves, car ils sont facilement fabriqués et peuvent être répliqués de manière simple. Les substrats toroïdaux sont beaucoup plus difficiles à aligner et à répliquer, mais l'astigmatisme peut généralement être mieux corrigé qu'en utilisant un substrat sphérique. Des formes de substrat plus générales sont également possibles, telles que des substrats ellipsoïdaux ou paraboloides, mais des complications de tolérancement et de réplification relèguent ces surfaces de réseau hors d'usage principal. De plus, l'utilisation de substrats asphériques dont les surfaces sont plus générales que celles du tore ne procure aucune liberté de conception supplémentaire pour les deux aberrations de plus bas ordre (défocalisation et astigmatisme) ; par conséquent, il y a eu très peu de cas (pour l'instrumentation commerciale) dans lesquels l'amélioration de l'imagerie due aux substrats asphériques en valait le coût. La forme d'un réseau concave (en ne considérant que les sphères et les tores) peut être caractérisée soit par ses rayons, soit par ses courbures. Le rayon de la tranche du substrat dans le plan principal (dispersion) est appelé le rayon tangentiel R , tandis que celui dans le plan parallèle aux sillons au centre du réseau est appelé le rayon sagittal ρ . De manière équivalente, on peut définir la courbure tangentielle $1/R$ et la courbure sagittale $1/\rho$. Pour un substrat sphérique, $R = \rho$.

4.2.3 Montages des spectromètres à réseaux concaves

Comme pour les montages en réseaux plans, les montages en réseaux concaves peuvent être des monochromateurs ou des spectrographes

4.2.3.1 Le spectrographe circulaire de Rowland

Les premiers réseaux concaves de qualité spectroscopique ont été fabriqués par Rowland, qui a également conçu leur premier montage [10]. Placer le point source idéal sur le cercle de Rowland (Figure 4.6) forme des spectres sur ce cercle exempts de défocalisation et de coma primaire à toutes les longueurs d'ondes ; alors que l'aberration sphérique est résiduelle et faible, l'astigmatisme est généralement sévère. A l'origine, un spectrographe circulaire de Rowland utilisait une plaque photographique le long d'un arc de cercle sur le cercle de Rowland pour enregistrer le spectre dans son intégralité. Aujourd'hui, il est plus courant de découper une série de fentes de sortie dans un masque circulaire pour permettre l'enregistrement de plusieurs longueurs d'onde discrètes photo-électriquement ; ce système s'appelle le montage de Paschen-Runge [35]. D'autres configurations basées sur les propriétés d'imagerie du cercle de Rowland sont le montage d'Eagle et le montage d'Abney. A moins que les fentes de sortie (ou les plaques photographiques) ne soient considérablement plus larges que la fente d'entrée, l'astigmatisme des montages de cercle de Rowland empêche généralement l'enregistrement de plus d'une petite fraction de la lumière diffractée, ce qui diminue considérablement l'efficacité de l'instrument. L'augmentation de la largeur des fentes de sortie permet de recueillir plus de lumière, mais comme les images sont incurvées, les fentes de sortie doivent être courbées tout en maintenant une résolution optimale. Pour compliquer les choses, cette courbure dépend de la longueur d'onde diffractée, de sorte que chaque fente nécessiterait une courbure unique. Peu d'instruments ont connu un tel problème, de sorte que la plupart des montages réseaux du cercle de Rowland ne collecte qu'une petite partie de la lumière incidente sur le réseau. Pour cette raison, ces montages conviennent aux sources fortes (telles que l'observation du spectre solaire), mais pas aux sources moins intenses (telles que les spectres stellaires).

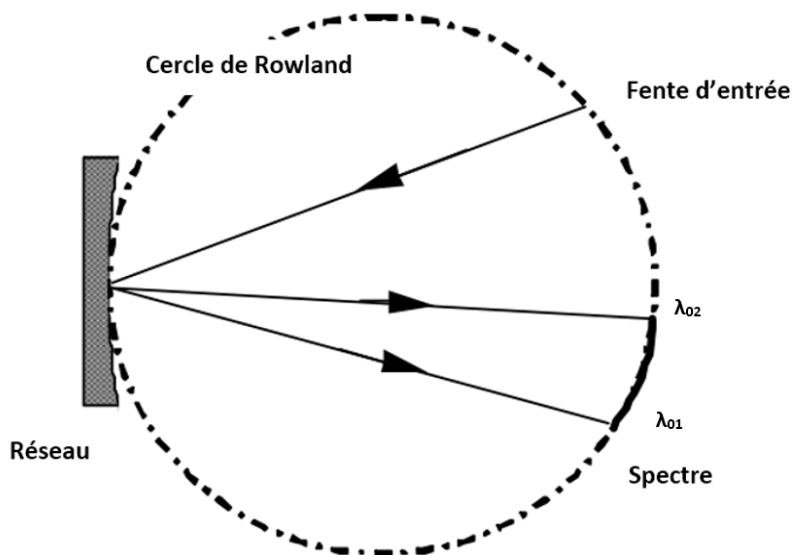


FIGURE 4.6 – *Spectrographe circulaire de Rowland*

Les propriétés d'imagerie des instruments basés sur le spectrographe de Rowland, tels que les lecteurs directs et les instruments d'absorption atomique, peuvent être améliorées par l'utilisation de réseaux non classiques. En remplaçant les réseaux classiques concaves habituels par des réseaux concaves à réduction d'aberration, l'astigmatisme peut être sensiblement amélioré. Les montages de cercle de Rowland ont modifié de cette manière directe plus de lumière diffractée à travers les fentes de sortie, mais souvent au détriment d'une résolution dégradante dans une certaine mesure.

4.2.3.2 Le spectrographe de Wadsworth

Quand un réseau concave classique est illuminé par une lumière collimatée (plutôt que par une source ponctuelle sur le cercle de Rowland), l'astigmatisme spectral sur et près de la normale au réseau est grandement réduit. Un tel système de réseau est appelé montage de Wadsworth (voir la Figure 4-7) [10]. Les aberrations dépendant de la longueur d'onde du réseau sont aggravées par l'aberration de l'optique de collimation, bien que l'utilisation d'un miroir parabolique éclairé sur l'axe va réduire les aberrations hors axes et aberrations sphériques. Le montage de Wadsworth se présente dans des situations où la lumière incidente sur le réseau est naturellement collimatée (à partir, par exemple, de sources astronomiques) [36]. Dans d'autres cas, un miroir parabolique hors axe servirait d'élément de collimation.

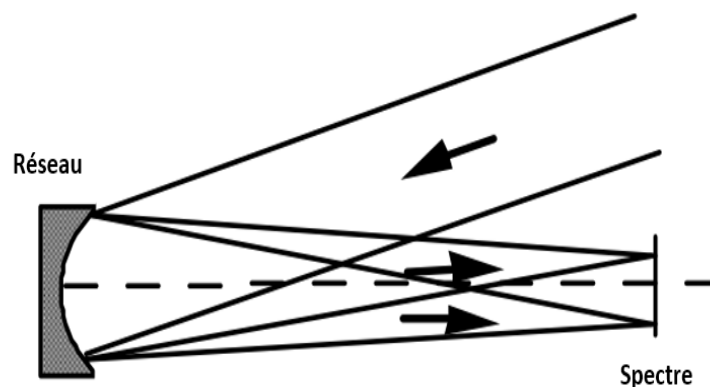


FIGURE 4.7 – Spectrographe de Wadsworth. La lumière collimatée est incidente sur un réseau concave ; la lumière diffractée de deux longueurs d'onde est représentée et focalisée sur différents points.

4.2.3.3 Spectrographes à champ plat

Un des avantages de changer le motif des sillons est que les courbes focales peuvent être modifiées, ce qui permet d'obtenir des montages de réseaux différents de ceux classiques [10]. Une amélioration logique de ce type sur le spectrographe de Rowland est le spectrographe à champ plat, dans lequel la courbe focale tangentielle est retirée du cercle et rendue presque linéaire sur le spectre d'intérêt (voir la figure 4-8). Alors qu'un réseau ne peut pas être fait pour qu'il image un spectre parfaitement sur une ligne, celui qui forme un spectre sur une surface suffisamment plate est idéal pour une utilisation dans les instruments à tableau de détection linéaire ou d'une résolution modérée [37]. Ce développement a eu un effet significatif sur la conception du spectrographe.

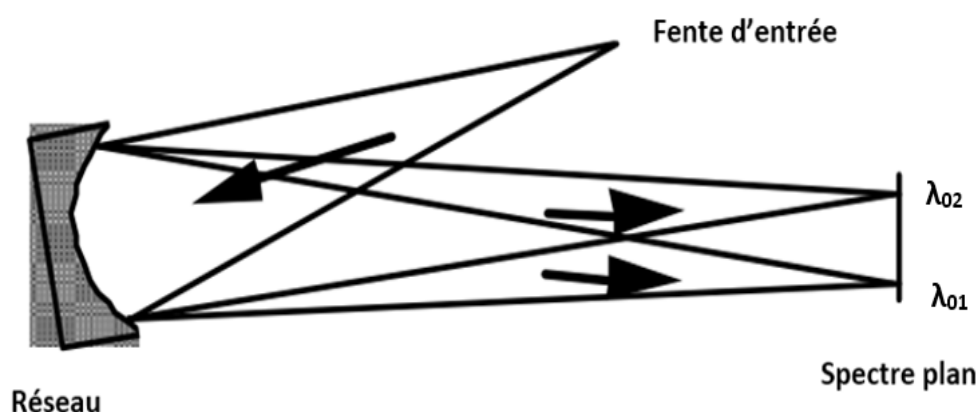


FIGURE 4.8 – *Spectrographe à champ plat. Le spectre de λ_{01} à λ_{02} ($> \lambda_{01}$) est représenté sur une ligne.*

Le déplacement relatif entre les courbes focales tangentielle et sagittale peut également être réduit via une variation de la période du réseau ou une modification interférométrique du motif des sillons [38]. De cette manière, la résolution d'un spectromètre à champ plat peut être maintenue (ou améliorée) tandis que son astigmatisme est diminué ; ce dernier effet permet à la lumière de traverser la fente de sortie (ou sur les éléments du détecteur).

4.2.3.4 Imagerie par spectrographes et monochromateurs

Des réseaux concaves peuvent également être utilisés dans les spectrographes d'imagerie, qui sont obtenus pour différentes régions spatiales dans le plan de l'objet. Par exemple, un spectromètre d'imagerie peut générer une image spatiale bidimensionnelle sur un détecteur et, pour chaque image, un spectre est analysé (dans le temps) ; alternativement, un spectre peut

être enregistré pour une tranche linéaire de l'image, et la tranche elle-même peut être déplacé à travers l'image pour fournir une seconde dimension spatiale (parfois appelée technique de « balai »).

4.2.3.5 Monochromateurs à déviation constante

Dans un monochromateur à déviation constante, l'angle entre les faisceaux d'entrée et de sortie est constant pendant la rotation du réseau (en parcourant le spectre, voir la figure 4.9). Cet angle est appelé angle de déviation ou déviation angulaire. Alors que les réseaux plans ou concaves peuvent être utilisés dans des montages à déviation constante, ce n'est que dans ce dernier cas que l'on peut reconnaître que l'imagerie est acceptable sur tout un spectre sans un système optique de focalisation auxiliaire [39].

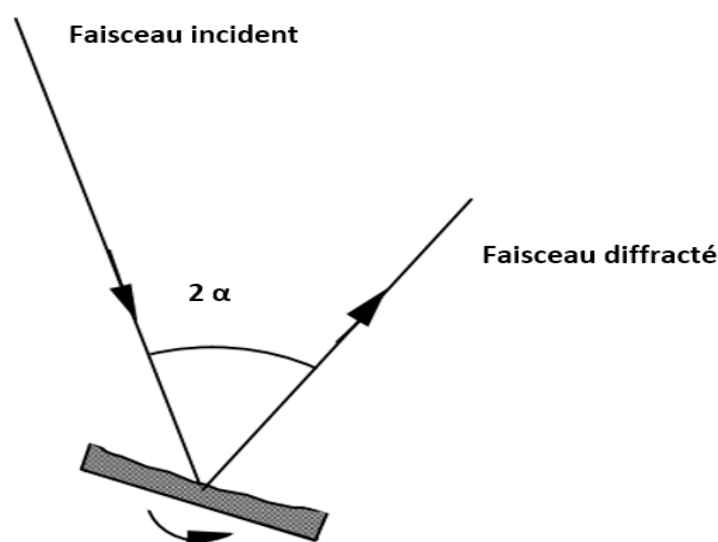


FIGURE 4.9 – Géométrie du monochromateur à déviation constante, α étant l'angle de blaze. Pour balayer les longueurs d'onde, la fente d'entrée et la fente de sortie restent fixes pendant la rotation du réseau.

La seule partie mobile de ce système est le réseau, à travers laquelle le spectre est balayé. La résolution peut être assez bonne dans une partie du spectre, bien qu'elle se dégrade davantage à partir de la longueur d'onde optimale ; L'astigmatisme est élevé mais optimal. Remplacer le réseau par un réseau toroïdal classique peut réduire l'astigmatisme si le petit rayon du tore est choisi judicieusement.

4.3 Spectromètres à réseaux convexes

Deux formes courantes de réseaux sont les réseaux fabriqués sur des substrats plats ou concaves sphériques. Pendant longtemps, les deux formes ont été les plus fabriquées et uti-

lisées pour la fabrication des spectromètres. Les réseaux fabriqués sur des substrats sphériques convexes sont venus par après grâce aux nouvelles techniques de fabrication [40]. L'optique dite anamorphique implique des conceptions optiques combinant des surfaces sphériques et asymétriques et toroïdales. Les optiques à forme libre impliquent des conceptions optiques avec au moins une surface optique de forme libre. Une surface de forme libre est une surface sans aucune symétrie de rotation ou de translation. Ces surfaces ont été sollicitées pour la fabrication des réseaux convexes avec les nouvelles techniques de fabrication parce qu'elles offrent aux conceptions optiques des spectromètres compacts et bien corrigés avec plus de degrés de liberté [41], [42]. Les réseaux de diffraction convexes sont utilisés dans le spectromètre de type Offner. Cette configuration offre plusieurs avantages à un imageur hyperspectral : il a une structure très compacte, avec les conséquences immédiates d'une diminution de la masse et de volume, il dispose d'un large champ de vue et des performances constantes, il a plusieurs degrés de liberté, ce qui améliore la qualité d'image et il a moins d'éléments optiques (ils sont constitués d'une fente, de deux miroirs concaves et d'un réseau de diffraction convexe placé entre eux) avec des designs innovants [43], [5] (Figure 4.10).

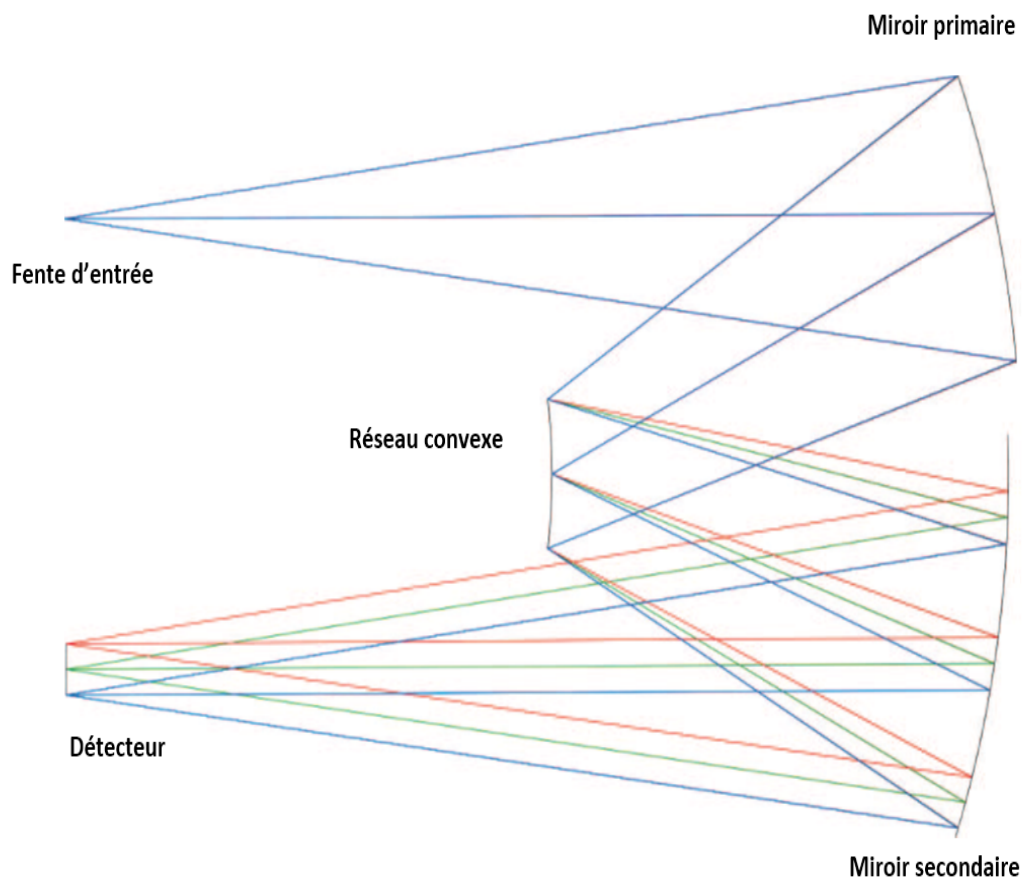


FIGURE 4.10 – *Géométrie du spectromètre à réseau convexe*

Ces géométries ont été utilisées dans divers modèles récents de spectromètres [44], [45],

[46]. Plus récemment, Reimers et ses collaborateurs ont démontré un spectromètre d'imagerie dans la géométrie Offner où les surfaces optiques permettaient une réduction substantielle de 5 fois le volume par rapport aux conceptions sphériques et asphériques. Les réseaux convexes peuvent également être utilisés en tant que moules dans le processus de réplique de réseaux concaves pour la production en série. Ainsi, alors que les réseaux convexes ne sont pas aussi répandus que les composants optiques, ils sont des éléments clés dans certaines géométries d'instruments ou processus de fabrication. Dans la fabrication, les procédés de fabrication existants pour les réseaux comprennent la fabrication holographique, la lithographie par faisceau d'électrons, ainsi que les machines-outils à diamant ultra-précis. Cette dernière méthode a en outre été adaptée pour générer différentes géométries de réseau comprenant des réseaux convexes sur des surfaces de forme libre actuellement en expansion dans la fabrication des imageurs hyperspectraux.

Chapitre 5

Applications de l'imagerie hyperspectrale à réseau de diffraction

5.1 Introduction

Les applications de l'imagerie hyperspectrale sont regroupées dans le concept de télédétection. On entend par télédétection l'ensemble des connaissances et techniques utilisées pour déterminer des caractéristiques physiques, chimiques et biologiques d'objets par des mesures effectuées à distance, sans contact matériel avec ceux-ci. Qu'elle soit spatiale ou aéroportée, multi ou hyperspectrale, qu'elle fasse appel à des capteurs passifs ou actifs, à des classifications automatiques ou dirigées, la télédétection recouvre à l'heure actuelle un grand nombre de types de vecteurs, de données et de techniques d'analyse et d'interprétation qui permettent de caractériser à distance la surface des planètes en général et de la terre en particulier [47], [48], [49], [50], [51]. L'imagerie hyperspectrale devient donc une technologie spatiale de télédétection avec une orientation d'imagerie des surfaces complexes telles que la végétation, les écosystèmes côtiers et lacustres, les milieux urbains et l'atmosphère. Elle intervient aussi en Géosciences et Sciences de la terre solide, dans l'armée et dans l'industrie/technologie en décrivant le fort potentiel d'innovation et de maîtrise technologique du domaine. La télédétection hyperspectrale fournit typiquement des images de résolution moyenne, d'une finesse spectrale de quelques pourcents dans la gamme (0,4-2,5 μm) mais aussi éventuellement dans les gammes infrarouges (3-5 μm) et (8-12 μm). La richesse des données est très grande, ce qui justifie l'intérêt qu'elle suscite à une large palette de thématiques confrontées à la complexité des surfaces. L'imagerie hyperspectrale spatiale offre une réponse à la tendance forte vers l'étude de situations civiles et de défense complexes en observation de la Terre. Plusieurs agences spatiales développent des programmes hyperspectraux pour l'information nouvelle qu'apportent ces données par rapport aux techniques radars, optiques, multispectrales ou autres. Parmi bien d'autres initiatives, on souligne le programme italien « PRecursore IperSpettrale della Missione Applicativa (PRISMA) » [52], les missions américaines Hyperion [53] et Hyperspectral Infra-Red Imager (HyspIRI) [44], le programme « Surface Processes and Ecosystem Changes Through Response Analysis (SPECTRA) » [54] de l'ESA etc. L'effort de la défense en hyperspectral est important aussi comme le programme « Multinational Space-Based Imaging System (MUSIS) » [55], qui vise à développer une ca-

pacité multi- composantes aux défenses des 6 pays Hélios (France, Allemagne, Italie, Espagne, Belgique, Grèce).

Il existe de nombreuses communautés d'utilisateurs et des marchés potentiels, ce qu'indiquent d'emblée plusieurs thématiciens, dont ceux des thèmes « Végétation », « Ecosystèmes Côtiers et Lacustres » et « Géosciences-Sciences de la Terre Solide ». L'hyperspectral fournit le spectre réflectif de la scène et par là un très grand ensemble de possibilités d'identifications. Certaines d'entre elles sont déjà exploitées opérationnellement, pour leurs possibilités d'identifications absolue ou relative, voire souvent sub-pixelique, dans le cadre d'études en science de la Terre ou de défense. Plutôt que d'être réduite, la complexité de l'hyperspectral a été domestiquée par les logiciels de manipulation des données, la plupart des applications n'exploitant d'ailleurs qu'une fraction du spectre.

5.2 Besoins dans certains domaines et capacité de l'imagerie Hyperspectrale à répondre

5.2.1 La Science

L'imagerie hyperspectrale permet une meilleure estimation des variables observées que les capteurs multispectraux (identification et quantification) ainsi que l'accès à de nouvelles informations pertinentes. Voici quelques exemples marquants dans différents domaines scientifiques [47].

- La discrimination des pigments dans les végétaux et leur quantification, l'estimation de l'eau et de la matière sèche, paramètres essentiels pour l'évaluation et le suivi de la désertification, de la contribution de la végétation au cycle du carbone, l'agriculture de précision ou la prévention des feux de forêt ne peuvent se faire précisément à l'aide des indices classiquement dérivés des capteurs multispectraux car ces derniers ne sont pas suffisamment sensibles à ces paramètres.
- Les paramètres relatifs à la qualité des eaux côtières ou lacustres, information importante pour les collectivités locales (type et taille de particules en suspension, identification des algues toxiques et des cyanobactéries grâce aux pigments phytoplanctoniques, eutrophisation par les algues vertes, santé des récifs coralliens, etc.) ne peuvent être estimés précisément que par télédétection hyperspectrale. L'imagerie hyperspectrale permet également d'améliorer l'estimation de la bathymétrie grâce à une meilleure connaissance de la nature du fond et ainsi de réduire les moyens nécessaires au suivi de la dynamique sédimentaire dans les zones à faible turbidité.
- Dans le domaine des géosciences, il a été clairement démontré depuis plus de 20 ans que seule l'imagerie hyperspectrale offrait la possibilité d'identifier et de quantifier la composition minéralogique des surfaces, information essentielle pour l'évaluation de la qualité des sols, le suivi des sites miniers, la prospection minière et pétrolière on-shore, la détermination d'indicateurs de désertification / dégradation des sols, etc. Ce type de données s'avère également indispensable dans le cadre de la gestion de crises (retrait-gonflement des argiles, contamination des sols et du système hydrique, etc.). Les cap-

teurs multi-spectraux ont des bandes spectrales trop larges et trop peu nombreuses pour permettre l'identification et la quantification (estimation de la concentration, mélanges sub-pixeliques) des minéraux marqueurs.

On remarquera enfin que certaines communautés montrent un intérêt pour l'utilisation de l'imagerie hyperspectrale dans l'infrarouge thermique pour les domaines tels que les Géosciences et Sciences de la Terre Solide, l'urbanisme et Atmosphère. Finalement, l'argument généralement présenté contre l'utilisation d'imagerie hyperspectrale par « Monsieur Tout le Monde » ne tient plus car il existe maintenant de nombreuses méthodes de traitement du signal et de l'image pouvant répondre aux besoins des diverses applications. Des logiciels de traitement commerciaux existent depuis plusieurs années (utilisés de manière routinière en enseignement du traitement d'image) ce qui rend plus aisée l'exploitation des données hyperspectrales.

5.2.1.1 La végétation

Il s'agit de répondre à de nouveaux besoins sociétaux (agriculture raisonnée, biocarburants, protection des espaces naturels, évaluation des risques naturels, etc.) ou à des questions scientifiques émergentes (biodiversité, cartographie des écosystèmes terrestres, étude du changement climatique, etc.). La crise alimentaire qui menace une partie du monde, la protection de l'environnement, les effets du réchauffement global sur les espèces végétales cultivées ou naturelles, et leur effet rétroactif, sont autant de raisons pour mieux connaître la végétation et sa dynamique. Les instruments tels que Vegetation et Polder [56] ou missions Sentinel 2 et 3 de l'ESA [57], etc.) n'ont pas été conçus pour fournir des images dans la gamme spectrale (400-900 nm) et surtout (900-2500 nm) avec une finesse spectrale suffisante pour apporter des informations originales sur la végétation. Dans le domaine optique, les feuilles et le sol sont les principaux éléments influençant la réflectance spectrale du couvert. Les feuilles de plantes en bonne santé contiennent entre 85% et 90% d'eau liquide (exprimée en masse par unité de surface) [58], entre 10% et 15% de matière sèche (cellulose, hémicellulose, lignine, etc.) et des pigments (chlorophylles, caroténoïdes, anthocyanes, flavonoïdes, etc.) en quantité mille fois plus faible [3]. Ces constituants biochimiques absorbent le rayonnement de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain en passant par le visible et le proche-infrarouge. Une pollution atmosphérique à l'ozone ou au dioxyde de soufre, un excès d'ions ou de métaux lourds dans les sols, une attaque virale ou fongique, ou encore un stress hydrique sont susceptibles d'entraîner la destruction des pigments foliaires (chlorose) et donc un changement dans les propriétés optiques de la végétation. Les feuilles des végétaux sont en grande partie constituées d'eau liquide qui assure diverses fonctions physiologiques (photosynthèse), biochimiques (catalyseur de nombreuses réactions), thermiques (régulation de leur température) et biomécaniques (pression de turgescence). Il existe actuellement une forte demande pour mettre au point des méthodes d'observation à distance permettant de quantifier et de cartographier l'eau contenue dans la végétation pour des applications en environnement (prévision des feux de forêt, étude des changements climatiques), en géophysique de surface (bilan hydrique, détection de pollution), en agriculture de précision (gestion de l'irrigation), en écophysiologie (étude du fonctionnement des écosystèmes) ou pour des applications liées à des activités de défense et de sécurité (impact des activités militaires, traficabilité). Si les relations entre la teneur en eau, généralement exprimée



FIGURE 5.1 – Image CAO (Carnegie Airborne Observatory) montrant l'envahissement d'une zone humide des îles Hawaï par des espèces invasives (arbre à soie en rouge clair et rose, goyavier fraise en rouge sombre)[47].

en épaisseur équivalente (cm), et la réflectance de la végétation ont été bien étudiées depuis les années 1970, l'estimation de cette variable par des méthodes passives de télédétection à partir d'une plate-forme aérienne « Airborne Visible/Infrared Imaging Spectrometer (AVIRIS) » [59] ou spatiale telle que « The Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer (ASTER) » [60], « Medium resolution imaging spectrometer (MERIS) » [61], « The Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) » [62] est beaucoup plus récente. La matière sèche, qui constitue le squelette des feuilles, est la principale réserve de carbone et d'azote dans la plante. L'imagerie hyperspectrale permet d'estimer le rapport carbone / azote en forêt donnant accès au taux de décomposition de la matière organique par les micro-organismes du sol, donc au dégazage de CO₂ dans l'atmosphère lié à cette activité microbienne. La possibilité de détecter et quantifier la matière sèche (cellulose, hémicellulose, lignine, etc.) par télédétection hyperspectrale est également un enjeu essentiel pour l'évaluation et le suivi de la désertification. L'imagerie hyperspectrale devrait changer notre manière de « voir » la végétation qui est à ce jour essentiellement caractérisée par sa structure. La détermination précise des constituants biochimiques des couverts végétaux, la discrimination entre pigments photosynthétiques, la séparation de l'eau et de la matière sèche requièrent plusieurs bandes spectrales étroites ($\Delta\lambda = 10$ nm). Il faudra aussi tenir compte de l'atténuation du signal par l'atmosphère (absorption par les gaz et diffusion par les molécules gazeuses et les aérosols) qui limitera les plages de longueurs d'onde disponibles, en particulier dans l'infrarouge [63]. La caractérisation fine du red edge [64] dont le point d'inflexion semble être peu sensible à la couleur du sol et aux conditions atmosphériques nécessitera, elle aussi, plusieurs bandes spectrales contiguës. Enfin, pour ce qui est de la mesure de fluorescence passive dans les bandes de l'oxygène, qui semble très

prometteuse pour déterminer la productivité végétale et donc la séquestration du CO₂ par les plantes [65], l'imagerie hyperspectrale s'impose.

5.2.1.2 Les Ecosystèmes Côtiers et Lacustres Intervenants

Les activités anthropiques modifient les écosystèmes côtiers et lacustres et contribuent à l'apparition de contaminations passagères ou durables [47], [66], [67]. C'est pourquoi il est important de mesurer et de suivre les paramètres de la qualité des eaux (turbidité, matières en suspension d'origine minérale et végétale, matière organique dissoute, polluants organiques ou inorganiques dissous ou flottants). Le suivi de ces paramètres est également nécessaire aux collectivités locales (qualité des eaux de baignade), aux industries côtières, aux entreprises d'adduction d'eau et aux syndicats de producteurs (pêche et conchyliculture). L'importance des coûts conduit à limiter le nombre de stations installées. A l'échelle globale, les trois quarts des eaux continentales ne seront pas suivies dans un futur proche. Le suivi du fond et des organismes vivants sur l'estran et à faible profondeur (algues, mangroves, récifs coralliens, parcs ostréicoles, etc.) fait aussi l'objet d'une surveillance dans le cadre des protocoles de suivi de la biodiversité et de conservation des espèces et habitats d'intérêt communautaire. L'eutrophisation ponctuelle ou permanente de certaines zones estuariennes nécessite également la mise en place de moyens adaptés d'observation. Les applications de l'imagerie hyperspectrale dans le domaine spatial concernent au moins quatre domaines :

- la surveillance de la qualité des plans d'eau,
- les peuplements benthiques dans les zones intertidales et sur les petits fonds,
- la morphologie sous-marine dans les eaux à turbidité faible,
- la caractérisation fonctionnelle d'éléments à l'interface terre-mer en lien avec les changements littoraux

Pour l'étude de la qualité d'eau, L'imagerie hyperspectrale permet d'une part l'augmentation de la précision d'estimation des variables actuellement observées par les capteurs multispectraux (turbidité, pigments, matière organique dissoute, matière en suspension), et d'autre part l'accès à de nouvelles variables d'intérêt (identification et quantification de composants particuliers et dissous : type et taille de particules en suspension, types de pigments, de matière organique, cyanobactéries, polluants inorganiques, etc.) [68]. Une haute résolution spectrale (10 nm) est nécessaire à l'estimation des propriétés optiques des eaux continentales et côtières en particulier dans la partie visible du spectre. La gamme spectrale idéale (300-800 nm) inclut l'ultraviolet, utile pour certains polluants. Alors que la haute ou très haute résolution spatiale sera nécessaire pour des « cibles » de taille modeste (mares, rivières), on pourra utiliser des données de résolution spatiale modérée pour des objets plus étendus (lacs, lagunes, estuaires, une dizaine de mètres peut être suffisant). La résolution temporelle dépend des applications, elle peut être critique pour la surveillance de blooms par exemple et doit être privilégiée autant que la résolution spectrale afin de produire des applications opérationnelles, tandis que le moment de passage peut être critique dans les mers à marée. UN SNR fort (idéalement proche de 1000) est nécessaire à cause de la faible énergie réfléchi par la colonne d'eau. La précision des estimations est liée à la qualité de la correction atmosphérique en zone littorale qui reste un problème difficile. La télédétection hyperspectrale est aujourd'hui utilisée à grande échelle pour la carto-



FIGURE 5.2 – *Erosion avancée des berges du lac Ahémé à Houédjro, rive Atlantique, obstruant presque la piste déserte longeant le plan d'eau*[66].

graphie des peuplements benthiques macroscopiques ou microscopiques, en particulier dans le cadre de l'observation et du suivi des eutrophisations par les algues vertes ou du suivi de l'état de santé des récifs coralliens. L'imagerie hyperspectrale constitue pour ces applications le seul mode de télédétection permettant l'accès aux informations d'intérêt notamment l'identification des espèces spectralement proches. Les moyens utilisés sont aéroportés et utilisent la gamme comprise entre 400 nm et 1000 nm. Aux capacités de discrimination de grands types de peuplement offertes par l'imagerie multispectrale, l'imagerie hyperspectrale y ajoute les capacités d'identification des espèces et de caractérisation de l'état de santé de certaines communautés, comme les récifs coralliens. Une haute résolution spatiale permet l'identification des espèces dans des zones à très forte biodiversité. Une haute résolution spectrale (≥ 10 nm) est nécessaire dans la gamme spectrale comprise entre 400 nm et 1000 nm afin de pouvoir discriminer des espèces. La résolution temporelle n'est pas critique sauf pour des applications de surveillance d'eutrophisation. Le moment de passage est critique, particulièrement pour les zones intertidales. Certaines applications, comme le suivi des eutrophisations, demandent idéalement de suivre l'évolution de la situation à basse mer au cours de chaque cycle de marée. La constitution de bibliothèques spectrales établies en laboratoire et/ou sur le terrain est nécessaire pour ces applications. Les capacités d'identification sont directement liées à la précision de la correction atmosphérique. Des algorithmes d'identification sont aujourd'hui disponibles et continuent d'être améliorés [69]. La morphologie sous-marine peut être estimée à partir de données multispectrales dans les zones de petits fonds et faible turbidité à des fins de production opérationnelle de spatio-cartes marines et de suivi de la dynamique sédimentaire. L'estimation de la bathymétrie à l'aide d'imagerie multispectrale souffre d'un manque de robustesse vis-à-vis du type de fond et d'un manque de précision dû à la faible résolution spectrale des données. La détermination

de la nature du substrat et de la couverture végétalisée est nécessaire. Mais l'utilisation de mesures hyperspectrales a montré qu'il était possible de réaliser des levés bathymétriques et de cartographier les principaux faciès sédimentaires : sable siliceux, vase, mélange sable-vase, sables coralliens, sables volcaniques, microphyto- benthos, surfaces végétalisées, ainsi que les taux d'humidité des estrans. L'imagerie hyperspectrale permet d'augmenter la précision et la couverture des estimations bathymétriques, engendrant ainsi la réduction des moyens à la mer nécessaires au suivi de la dynamique sédimentaire dans les zones à faible turbidité. Une haute résolution spatiale (5 m) permet l'estimation de la bathymétrie au plus proche de la côte. L'ensemble du spectre compris entre 400 nm et 2500 nm à haute résolution (≥ 10 nm) est nécessaire pour connaître la nature des sédiments. La résolution temporelle n'est pas critique mais le moment de passage peut l'être, particulièrement dans les mers à marée en fonction de la turbidité. Un SNR fort (idéalement proche de 1000) est nécessaire à cause de la forte diffusion de l'énergie dans la colonne d'eau. Des données exogènes de bathymétrie mesurée sont nécessaires à la calibration des algorithmes. Des algorithmes d'inversion sous contrainte permettant l'estimation de la bathymétrie sont aujourd'hui disponibles. Dans certains cas, des données de spectroradiométrie de terrain acquises conjointement aux observations spatiales sont nécessaires. Pour l'interface Terre-mère, aux capacités de discrimination offertes par l'imagerie multispectrale, l'imagerie hyperspectrale y ajoute les capacités d'identification et de quantification de variables, permettant le passage de la cartographie spatiale à la caractérisation fonctionnelle de certaines activités et espaces affectant les écosystèmes côtiers. Les caractéristiques spatiales et spectrales nécessaires, ainsi que les algorithmes disponibles sont les mêmes que pour la cartographie des communautés benthiques.

5.2.1.3 Les Géosciences - Sciences de la Terre Solide

L'analyse spectrale du rayonnement solaire réfléchi et du rayonnement émis par la surface terrestre constitue une importante source d'information sur les caractéristiques chimiques et minéralogiques des matériaux. L'intérêt de cette technique pour les applications géologiques a été démontré dans les années 1980 à partir des mesures en laboratoire. Aujourd'hui, la spectro-imagerie, notamment proche-infrarouge, est en plein essor dans le domaine des Sciences de la Terre et de l'Environnement [70]. Les applications de l'imagerie hyperspectrale en géosciences sont variées : géologie, minéralogie, pétrologie, la géologie structurale avancée, minière, prospection pétrolière, environnement minier, environnement industriel, volcanisme (chronologie des coulées de laves par analyse des altérations de surface, composition en infrarouge thermique), composition des panaches volcaniques (CO_2 , SO_2 , H_2O), qualité des sols, etc. [47], [71].

Pour la prospection minière et pétrolière, de nombreuses compagnies minières et pétrolières exploitent la télédétection hyperspectrale pour la prospection (Noranda et AUG Signals au Canada, PIRSA en Australie, etc.). L'imagerie hyperspectrale permet une cartographie précise de zones parfois difficiles d'accès (Figure 5.2) ou de découvrir de nouveaux sites d'exploitation. Seule la capacité de détection et de cartographie offerte par l'imagerie hyperspectrale permet d'établir des documents directement utilisables par les compagnies minières, agences environnementales ou autres organismes impliqués dans la gestion de sites miniers actifs ou aban-

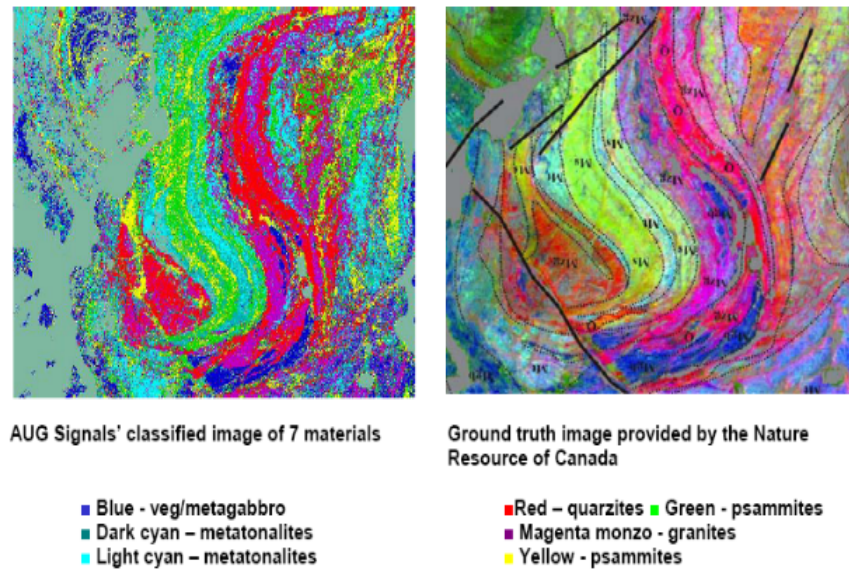


FIGURE 5.3 – *Comparaison entre carte obtenue par classification d'une image hyperspectrale (Probe-1) à gauche et minute de terrain à droite pour un secteur de l'île de Baffin, Canada [47].*

donnés. Une étude-test dans la région de Denver, Colorado (Etats-Unis) a montré la capacité unique de l'imagerie hyperspectrale pour établir une carte des zones à risques même en présence d'un couvert végétal important, permettant ainsi d'économiser plusieurs millions de dollars en réduisant les échantillonnages de terrain et les analyses géotechniques. La télédétection hyperspectrale permet la quantification des paramètres physico - chimiques et biochimiques importants concernant les sols et leur rôle dans le cycle hydrologique et les changements climatiques. La spectrométrie visible, proche- infrarouge et moyen infrarouge représente une opportunité unique d'augmenter notre capacité d'observation directe des sols.

5.2.1.4 Le milieu urbain

L'utilisation des données hyperspectrales en milieux urbanisés est relativement récente. Cependant, cette thématique a bénéficié des savoirs et savoir - faire développés dans d'autres domaines d'application. Les premiers travaux datent d'une petite dizaine d'années avec des applications ciblées sur les milieux urbains et non des applications méthodologiques ayant comme support des images urbaines [47]. Les résultats limités obtenus tiennent à la particularité de ce milieu. En effet, celui-ci se caractérise par :

- sa forte hétérogénéité spatiale, dont l'échelle dépend du type de ville considéré (centre ville / zone périurbaine, ville moderne / centre ville historique, ville américaine / ville européenne, etc.),
- le nombre élevé de types de matériaux et leur variabilité,
- les effets de pente dus aux toits et à la structure 3D de la ville,

- les pixels non purs à l'échelle métrique / les phénomènes d'occultation,
- les problèmes des surfaces verticales / les phénomènes d'ombrage.

Les images hyperspectrales sont donc un moyen intéressant pour relever et étudier des éléments urbains eut égard à leurs caractéristiques physico-chimiques. En effet, l'utilisation de données multispectrales conventionnelles ne permet pas de discriminer des classes spectrales comparables (bâtiments et différentes classes de routes par exemple) alors que l'exploitation des données hyperspectrales le permet [72], [73]. L'utilisation de l'imagerie hyperspectrale pour l'identification des surfaces en milieu urbain est proposée (les matériaux anthropiques possèdent leurs propres signatures spectrales). En effet, plusieurs travaux ont montré que l'ensemble du spectre (du visible à l'infrarouge thermique) peut être exploité de manière intéressante. Cependant, une forte variabilité est présente au sein des milieux urbains : variabilité physique due à la rugosité et à la texture, variabilité du matériau au sein d'une même classe (liée à l'âge et à l'usage), variabilité contextuelle liée à l'usage (passage de voitures, de piétons, etc.). Seules les images hyperspectrales permettraient d'aborder cette variabilité compte tenu de la richesse de l'information collectée. Les spectres des différents types de matériaux, pourraient servir à définir leurs caractéristiques de vétusté ou les signatures environnementales marquées par la présence de mousses ou de lichen par exemple, mais aussi pourraient renseigner sur les capacités thermiques des bâtiments, ou l'émissivité des matériaux latéraux, etc. Ces informations associées aux objets urbains apporteraient une connaissance très intéressante dans un contexte d'évaluation environnementale des paysages construits (bâtiments, réseaux, espaces libres) et des morphologies urbaines. Les enjeux sont une adaptation de l'offre de connaissance aux besoins actuels d'information et de gestion marqués par le changement climatique et les nécessités de révision des habitudes énergétiques, notamment en termes de matériaux et de rénovation de ceux-ci en cas de renouvellement urbain ou d'adaptation, et d'usage raisonnée de la végétation. Le parc actuel de bâtiments correspond à une dépense plus importante en cas d'adaptation et de mise aux normes aux enjeux environnementaux que la création de bâtiments neufs à haute qualité environnementale. Un suivi et des possibilités de diagnostic seraient un bon moyen de compléter les modèles d'évaluation développés à ce jour. La présence plus ou moins importante des aérosols en milieu urbain est un des facteurs à prendre en compte pour la qualité de l'air. Les impacts sanitaires et économiques plaident pour une meilleure prise en compte des variations de concentrations d'aérosols dans les modèles d'exposition à l'échelle urbaine et intra-urbaine. Le domaine spectral requis pour la caractérisation des aérosols est le domaine (0,4-0,9 μm). La résolution spatiale requise est de décamétrique (estimation en quelques points de la ville) à métrique (estimation dans toutes les rues de la ville). La végétation urbaine bénéficie actuellement d'un intérêt croissant, notamment au travers de ses fonctions écologique, climatologique, esthétique et sociale [74]. La végétation urbaine joue un rôle essentiel dans la maîtrise des caractéristiques environnementales du milieu tels le vent, l'humidité, les radiations solaires, etc. Le confort thermique et la présence de végétation sont corrélés notamment par les capacités de réduction de la température à travers l'ombrage (effet direct) et l'évapotranspiration (effet indirect). Les données hyperspectrales favoriseraient un suivi global des objets végétaux (arbres, haies, berges) qui abonderait les bases de données urbaines actuellement utilisées pour leur suivi.



FIGURE 5.4 – Résultat de classification du niveau 4 qui montre différents matériaux et espèces végétales dans 20 classes de la zone urbaine de Bonn avec une précision de classification globale de 75,9 pour cent [73].

5.2.1.5 L'Atmosphère

L'objet de la mesure spatiale pour l'étude atmosphérique est la mesure spatio-temporelle globale des structures verticales de température, pression et constituants atmosphériques, ainsi que des particules aérosols et nuages, pour répondre à des besoins d'ordre scientifique ou opérationnel (veille, prévention et prévision) [47], [75], [76], [67]. Les besoins, en termes de couverture et d'échantillonnage spatio-temporels, de résolution verticale et de précision sur la mesure des variables, varient en fonction des domaines d'application. Ces domaines sont principalement :

- la prévision météorologique,
- l'étude, le suivi et la prévision du climat,
- l'étude et le suivi de la chimie atmosphérique aux échelles globales et régionales,
- l'étude, le suivi et la prévision de la pollution et de la qualité de l'air aux échelles régionales et locales.

Pour répondre aux besoins de ces différents domaines, des missions spatiales dédiées ont été mises en place, programmées ou identifiées [77]. Ces missions spatiales ont été en premier lieu structurées et dimensionnées pour la prévision météorologique, selon deux grands types de missions :

- le sondage atmosphérique à moyenne puis haute résolution spectrale (température, vapeur d'eau, autres constituants) à partir de satellites à orbite basse visant vers le sol dans les domaines de longueur d'onde de l'infrarouge thermique et des micro-ondes,
- l'imagerie à hautes résolutions spatiale et temporelle (paramètres de surface, nuages et aérosols, et plus récemment structure verticale de température et de vapeur d'eau) à partir d'orbites géostationnaires visant vers le sol dans les domaines de l'ultraviolet, du visible, du proche-infrarouge et de l'infrarouge thermique.

C'est dans ce contexte que doit se situer l'analyse de l'intérêt d'une mission d'imagerie hyperspectrale pour les applications atmosphériques.

5.2.2 La Défense

5.2.2.1 Ciblage ou analyse structurelle d'objectifs d'intérêt défense

Ce domaine englobe la caractérisation fine des matériaux, de la texture et de la structure des objectifs d'intérêt défense, la détection et la caractérisation d'objectifs d'intérêt défense durcis (enterrés, semi enterrés, sous couvert dense), l'évaluation de dommages (Battle Damage Assessment), la détection de changement sur des infrastructures, etc. Le besoin est de disposer d'informations permettant de détecter les objectifs d'intérêt défense durcis, enterrés, semi enterrés ou sous couvert dense (ou partiel), ainsi que de les caractériser en termes de matériau, de texture et de structure, d'anomalies significatives du couvert végétal ou de détection de changements par rapport à un fond spectralement connu [47], [55].

5.2.2.2 vulnérabilité au leurrage et au camouflage des systèmes d'observation

La détection de camouflages et de simulacres en utilisant les complémentarités et les redondances de plusieurs capteurs est réalisée à l'aide de l'imagerie hyperspectrale. L'objectif est la détection de camouflages, la caractérisation des objets camouflés et la détection de simulacres. Pour cet aspect particulier, l'utilisation conjointe de l'imagerie hyperspectrale avec d'autres capteurs, notamment radar, est privilégiée. L'essentiel de la problématique du contre-camouflage tient dans la Détection / Reconnaissance / Identification des objectifs d'intérêt défense camouflés.

5.2.2.3 Effluents

L'objectif est la détection d'indicateurs de prolifération, la détection et l'identification d'activités, la détection et l'identification de polluants à des fins de surveillance de sites particuliers [78], [79].

5.2.2.4 Traficabilité

L'imagerie hyperspectrale dans ce domaine a pour but d'établir de façon aussi automatisée que possible des cartes de traficabilité, c'est-à-dire de caractériser la nature et l'état des sols et de déterminer les classes d'engins pouvant s'y déplacer. Aussi la défense, pour engager ses

troupes dans les meilleures conditions de sécurité, entend aussi détecter, reconnaître et identifier les zones polluées impropres à toute manœuvre, déploiement ou stationnement ou nécessitant le port d'équipement de protection.

5.2.2.5 Bathymétrie

Le besoin est d'acquérir des informations sur la traficabilité maritime, c'est-à-dire de déterminer par une série de critères combinant la bathymétrie, la nature des fonds sous-marins et de l'environnement terrestre, l'adéquation d'un site avec une opération de débarquement (gradient de plage par exemple) [79]. En association avec les études de traficabilité terrestre, il s'agit de détecter, voire d'identifier, les obstacles immergés et de déterminer l'aptitude des sols littoraux au débarquement et à l'évolution de personnels et d'engins.

5.2.3 La Technologie/ Industrie

Le domaine de l'hyperspectral suscite depuis longtemps l'intérêt des instrumentistes, mais les technologies favorables n'ont émergé que depuis une vingtaine d'années. Les instruments hyperspectraux sont des instruments [47] :

1. imageurs à moyenne résolution (de quelques mètres à quelques centaines de mètres),
2. travaillant dans le domaine optique, de l'ultraviolet proche à l'infrarouge,
3. possédant une résolution spectrale ($\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$) de l'ordre du %, quelques centaines de bandes et délivrant un spectre continu.

Ils se composent d'une partie télescope qui forme une image intermédiaire dans le plan de la fente d'entrée d'un spectrographe. Ce dernier utilise un élément dispersif ou à transformée de Fourier. Un capteur matriciel permet d'acquérir les informations spatiales et spectrales. Dans le cas d'une fente étroite (une ligne), le spectrographe est à dispersion ou par transformée de Fourier statique. Certaines missions (Hyperion, EnMAP, CHRIS, PRISMA etc...) ont été rendues possibles par un certain nombre de progrès techniques :

- dans le domaine de la détection, les performances des détecteurs se sont régulièrement améliorées (sensibilité, vitesse de lecture, format, mais aussi bandes spectrales). Par ailleurs, les électroniques associées ont suivi une évolution générale similaire, devenant plus compactes, plus rapides, et consommant moins,
- en optique, de nouvelles combinaisons peuvent être mises en uvre (combinaisons de type TMA ou Offner), qui tirent partie des progrès dans le domaine du polissage et de la réalisation de certains composants (réseaux convexes par exemple).

L'imagerie hyperspectrale se caractérise d'emblée par sa polyvalence thématique et par la très grande quantité d'information qu'elle fournit. Si les signaux mesurés sont tellement variés, c'est que le système Terre est complexe. L'observation de la Terre connaît une tendance forte vers l'étude de situations compliquées, tant dans ses composantes civiles que défense ; la liste des applications est donc loin d'être exhaustive et devrait plutôt s'allonger avec le développement des instruments hyperspectraux.

Chapitre 6

Théories des réseaux de diffraction

6.1 Aspect historique de la diffraction et nature électromagnétique de la lumière

On attribue la découverte de la diffraction au père jésuite italien de Bologne Francesco Grimaldi [80](1618-1663). Citons la première proposition de son ouvrage publié en 1665 : « Physico-mathesis de Lumine, coloribus et iride »

« Lumen propagatur seu diffunditur non solum Directe, Refracte, ac Refexe, sed etiam Quatro modo, Diffracte ».

Enfermé dans une chambre obscure il perceait de minuscules ouvertures dans un rideau noir exposé au soleil. Il interposait sur le trajet du faisceau un écran percé d'un petit trou ou une fente, un bord d'écran, des fils, des cheveux, de la toile, des plumes d'oiseaux. Chaque fois il observait sur un écran placé derrière ces objets, des franges irisées en dehors du trajet géométrique normal. Il suppose donc que le changement de trajectoire de la lumière lors de son passage à proximité d'objets opaques, est la conséquence d'un phénomène nouveau qu'il appelle diffraction.

Grimaldi a probablement observé des interférences avec deux sources proches. Mais ses descriptions ne sont pas suffisamment précises pour conclure.

Christiaan Huygens (1629-1695) [80] qui a laissé une œuvre importante en mécanique s'est également intéressé à l'optique. Dans son « Traité de la lumière » qui ne comporte que 90 pages écrit en 1678 et publié en 1691, il jeta les bases de la théorie ondulatoire de la lumière. Il supposait que la lumière se propageait sous la forme d'ondes sphériques, que chaque point atteint par l'onde pouvait être transformé en une nouvelle source. Il raisonnait par analogie avec la propagation des ondes à la surface de l'eau ou des ondes sonores dans l'air. Pour lui la vibration lumineuse était longitudinale et avait besoin d'un milieu matériel pour se propager. Incapable de définir précisément la nature de ce milieu, il l'appela « l'éther ». La théorie des ondelettes lui permettait par exemple de retrouver les lois de la réfraction. La construction géométrique du rayon réfracté d'Huygens est encore en usage aujourd'hui.

Isaac Newton (1642-1727) [80] observa également les phénomènes de diffraction et les franges localisées des lames minces. Il publia jusqu'en 1704 un volumineux ouvrage en trois

tomes « Opticks ». En plus de ses observations expérimentales très intéressantes, il y développait une théorie corpusculaire de la lumière qui ne fut abandonnée qu'un siècle plus tard. Sa notoriété dans d'autres domaines était telle que ses admirateurs, « les newtoniens » bloquèrent longtemps l'évolution de la théorie ondulatoire alors que Newton lui-même, qui connaissait les travaux d'Huygens avait fait quelques approches dans ce sens. Il le citait sous le nom d'Hugénius (grand génie).

C'est à Thomas Young (1773-1829) [80], médecin anglais aux connaissances universelles, que revient le mérite d'avoir véritablement relancé vers 1804 la théorie ondulatoire. Auteur d'une thèse sur la production de la voix humaine, il avait une parfaite connaissance des phénomènes de propagation du son. Il s'intéressait à la diffraction, aux franges des lames minces et on peut considérer qu'il a découvert les interférences en faisant passer la lumière issue d'une source ponctuelle à travers deux petits trous voisins un peu comme Grimaldi l'avait fait en prenant comme source le Soleil. Ces trous devenaient deux sources cohérentes émettant des faisceaux divergents par diffraction. Sur un écran éloigné, dans la zone de recouvrement des faisceaux, il observait des franges d'interférences. Il exécuta des mesures, et sur la base d'un modèle ondulatoire, il put évaluer la longueur d'onde de la lumière pour différentes couleurs. Par contre il ne donna pas une explication convaincante des phénomènes de diffraction. La publication de ses travaux fut couverte d'insultes par les newtoniens parmi lesquels Lord Brougham fut le plus virulent.

Augustin Fresnel (1788-1827) [81], [80] polytechnicien et ingénieur des Ponts et Chaussées prendra la suite vers 1814 . Il se forma seul, puis sous la direction de François Arago (1786-1853) qui était déjà académicien. A l'inverse de lord Brougham pour Young, Arago soutiendra toujours Fresnel. Opposant déclaré de Napoléon, il fut assigné à résidence dans un petit village près de Caen au retour de l'île d'Elbe. C'est là qu'il commence ses premières expérimentations. Au lieu de faire pénétrer la lumière solaire dans sa chambre noire par un petit trou, il utilise une petite goutte de miel insérée dans un trou percé dans une plaque métallique. La goutte fait fonction de lentille et donne une minuscule image du soleil qui constitue sa source ponctuelle. Comme ses prédécesseurs il interpose des écrans percés de trous, de fentes, des fils etc. Par contre l'écran sur lequel il observe les figures d'interférences et de diffraction est un verre dépoli. Derrière l'écran, il place une loupe montée sur un micromètre fabriqué par le forgeron du village. Il effectue ainsi des mesures précises. Son premier mémoire sur la diffraction paraît dès 1815. En 1817, alarmés par la reprise de la théorie ondulatoire, les newtoniens de l'académie des Sciences organisent un concours sur le thème de la diffraction. Fresnel sera le seul à répondre. Son mémoire déposé en 1818 et récompensé en 1819, sera le triomphe de la théorie ondulatoire. On y trouve bien entendu le principe d'Huygens Fresnel qui permet par le calcul intégral de retrouver précisément l'allure des figures de diffraction. Par la suite Fresnel imagina deux nouveaux dispositifs pour obtenir des interférences : les miroirs et le biprisme dits de Fresnel. De 1820 à 1823, il s'intéressa à la polarisation de la lumière. Avec Arago, il démontra expérimentalement que la vibration lumineuse qu'il avait supposée longitudinale, était en réalité transversale.

En 1849 Hippolyte Fizeau [82] obtient la première mesure terrestre de la vitesse de la lumière par la méthode de la roue dentée. En 1850 Léon Foucault [83] (1819-1868) effectue la même mesure par la méthode du miroir tournant.

Cependant la véritable nature de la vibration lumineuse restait inconnue. C'est en 1864 que le physicien écossais James-Clerk Maxwell [84] (1831-1879) effectue une brillante synthèse des connaissances de l'époque sur le champ électrique et sur le champ magnétique. Tous les deux agissent à distance sur les particules chargées. Toute variation de l'un entraîne l'apparition de l'autre. Les deux vecteurs représentatifs sont perpendiculaires. Toute perturbation se propage à distance comme une onde dite « électromagnétique » dont les vibrations sont transversales. La vitesse de propagation est justement celle de la lumière. Le résultat final des travaux de Maxwell se résume à quatre équations à partir desquelles on peut tout reconstruire.

Dès 1888 le physicien allemand Heinrich Hertz [85] (1857-1894) montre expérimentalement que des circuits oscillants peuvent émettre des ondes électromagnétiques. Ces ondes polarisées, obéissent aux mêmes lois que la lumière ; réflexion, réfraction, diffraction et interférences, seule la fréquence diffère.

En 1890 Wiener [86] parvient à enregistrer photographiquement des ondes stationnaires obtenues en éclairant sous incidence normale avec un faisceau de lumière monochromatique parallèle un dispositif qui est en quelque sorte un coin d'air dont la glace inférieure a été argentée tandis que la face en regard de la glace supérieure est recouverte d'une très fine couche de collodion au bromure d'argent. L'amplitude de l'onde réfléchie étant pratiquement égale à celle de l'onde incidente, ce sont effectivement des ondes stationnaires qui ont été enregistrées. Les résultats montrent qu'il existe une zone nodale au niveau de la surface du miroir. C'est donc le champ électrique qui représentera, dans le vide ou dans l'air, la vibration lumineuse.

Parallèlement, l'interprétation des spectres continus ou discontinus, tant en absorption qu'en émission, montre que l'énergie transportée par une radiation de fréquence ν est un multiple entier d'un « quantum » d'énergie $E = h\nu$ où h est la constante de Planck ($h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$). En 1905 Albert Einstein (1879-1959) réintroduit un modèle corpusculaire. Le quantum d'énergie $E = h\nu$ est associé à un corpuscule nommé photon. Il se déplace à la même vitesse que les ondes électromagnétiques, sa masse et sa charge sont nulles. Les modèles ondulatoire et corpusculaire sont complémentaires. Un train d'ondes électromagnétiques de fréquence ν accompagne le photon.

6.2 Théorie scalaire des réseaux de diffraction

Les réseaux de diffraction sont très intéressants à étudier grâce leurs périodicités. Actuellement les théories rigoureuses décrivant le comportement de la lumière dans plusieurs situations complexes sont utilisées mais ne sont pas faciles à implémenter et prennent beaucoup de temps. Dans certaines conditions, la théorie scalaire est plus convenable. C'est une théorie qui ignore l'aspect vectoriel de la lumière mais fournit le plus souvent des résultats comparables à ceux obtenus avec des théories rigoureuses tout en prenant moins de temps et facile à implémenter. De plus, la théorie scalaire permet une approche plus facile pour optimiser les réseaux de diffraction, tandis que les théories rigoureuses sonnent davantage comme des outils permettant de vérifier les caractéristiques de diffraction des réseaux conçus. La théorie scalaire est plus précise si la période du réseau est beaucoup plus grande que la longueur d'onde [87]. Les auteurs ne sont pas unanimes sur la valeur exacte, certains parlent de 5 fois [88], d'autres de 10 fois et

même de vingt fois dépendant principalement de la polarisation et de la hauteur des sillons. Cela permet d'utiliser l'approximation scalaire aux équations de Maxwell.

6.2.1 Propagation de la radiation électromagnétique

La physique de la radiation optique est gouvernée par les équations de Maxwell [88], [4]. Dans le vide ou dans l'air, la forme différentielle de ces lois fondamentales de la radiation électromagnétique est :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0, \quad (6.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0, \quad (6.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (6.3)$$

et

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (6.4)$$

où \vec{E} est l'amplitude du champ électrique. \vec{H} est l'amplitude du champ magnétique, $\epsilon_0 = 8.854.10^{-12} F/m$ est la permittivité de l'espace vide, et $\mu_0 = 4\pi.10^{-7} H/m$ est la perméabilité magnétique de l'espace vide. La divergence d'un vecteur \vec{A} est définie par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = \frac{\partial A_1}{\partial x} + \frac{\partial A_2}{\partial y} + \frac{\partial A_3}{\partial z}, \quad (6.5)$$

où A_1, A_2 et A_3 sont les composantes du vecteur \vec{A} . Et le rotationnel du vecteur \vec{A} est défini par :

$$\vec{\nabla} \times \vec{A} = \begin{vmatrix} \vec{e}_1 & \vec{e}_2 & \vec{e}_3 \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_1 & A_2 & A_3 \end{vmatrix}. \quad (6.6)$$

La propagation de la radiation électromagnétique vient du couplage des champs électrique et magnétique dictés par les équations (6.3) et (6.4). C'est-à-dire des modifications du champ électrique après le champ magnétique et inversement, de telle sorte que l'onde électromagnétique se propage dans l'espace et dans le temps.

6.2.2 Propagation dans l'espace libre

Il est de coutume de caractériser les ondes électromagnétiques en termes de champ électrique variant dans l'espace et dans le temps, en partie dû au fait que le champ électrique domine les interactions avec des particules chargées dans les matériaux. A cette fin, les équations de Maxwell sont reformulées en équations d'ondes différentielles pour seulement le champ électrique. En partant de l'équation (6.3),

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla} \times \left(-\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right). \quad (6.7)$$

En appliquant l'identité vectorielle,

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{A} \right) - \nabla^2 \vec{A}, \quad (6.8)$$

l'équation (6.7) peut être réduite à :

$$\vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{E} \right) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{\nabla} \times \vec{H} \right). \quad (6.9)$$

En substituant les équations (6.1) et (6.4) dans (6.9), on arrive à l'équation d'ondes dans l'espace vide,

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (6.10)$$

où la vitesse de la lumière dans le vide c est reliée aux constantes physiques ϵ_0 et μ_0 par

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 2.998 \times 10^8 \text{ m/sec}. \quad (6.11)$$

Les solutions simples aux équations (6.10) sont des ondes monochromatiques planes de la forme

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp \left(-i \left(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t \right) \right), \quad (6.12)$$

où \vec{E}_0 représente la direction de polarisation et l'amplitude de l'onde, \vec{r} est le vecteur position spatiale, t est le temps, ω est la fréquence angulaire des oscillations ($\omega = 2\pi\nu$, où ν est la fréquence temporelle en hertz), \vec{k} est le vecteur d'onde qui pointe dans la direction de propagation de phase et dont l'amplitude dicte la longueur d'onde spatiale λ_0 des fronts de la phase de propagation :

$$k = \left| \vec{k} \right| = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}. \quad (6.13)$$

La fréquence temporelle d'oscillation ν et la longueur d'onde spatiale λ_0 sont alors reliées par :

$$c = \lambda_0 \nu. \quad (6.14)$$

Ces relations sont représentées dans la figure (6.1)

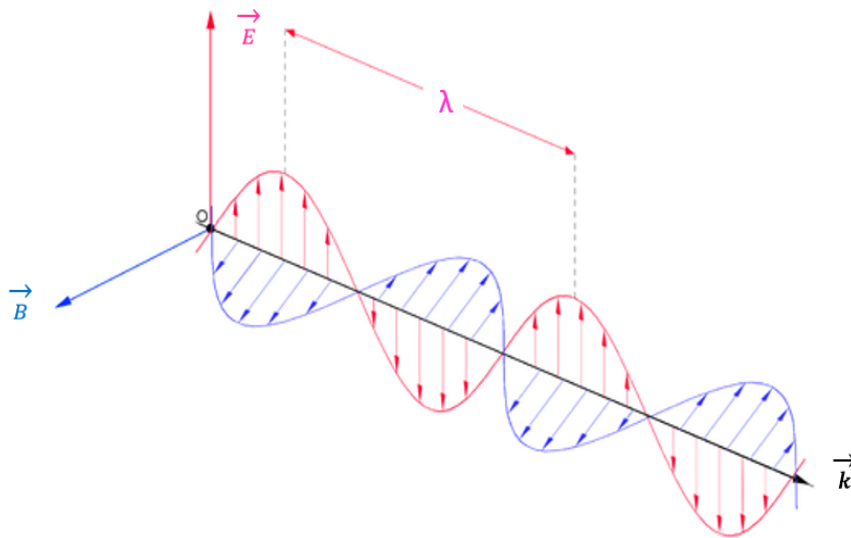


FIGURE 6.1 – Propagation d'onde électromagnétique

6.2.3 Efficacité de diffraction scalaire d'un réseau blazé idéal

La théorie scalaire de la diffraction est basée sur l'hypothèse que la lumière peut être traitée comme un champ scalaire plutôt que comme un champ vectoriel et que les composantes des champs électrique et magnétique sont découplées. Deux conditions sont généralement considérées comme nécessaires pour que la théorie scalaire ait une validité quelconque : la taille des caractéristiques diffractantes doit être grande par rapport à la longueur d'onde incidente, c'est-à-dire que la période du réseau doit être plus grande que la longueur d'onde et le champ diffracté doit être observé loin du réseau.

6.2.3.1 Profondeur des sillons d'un réseau blazé idéal

Considérons le schéma d'un réseau blazé représenté à la figure 6.2. La profondeur des sillons est une fonction $z(x)$ variant sur une période.

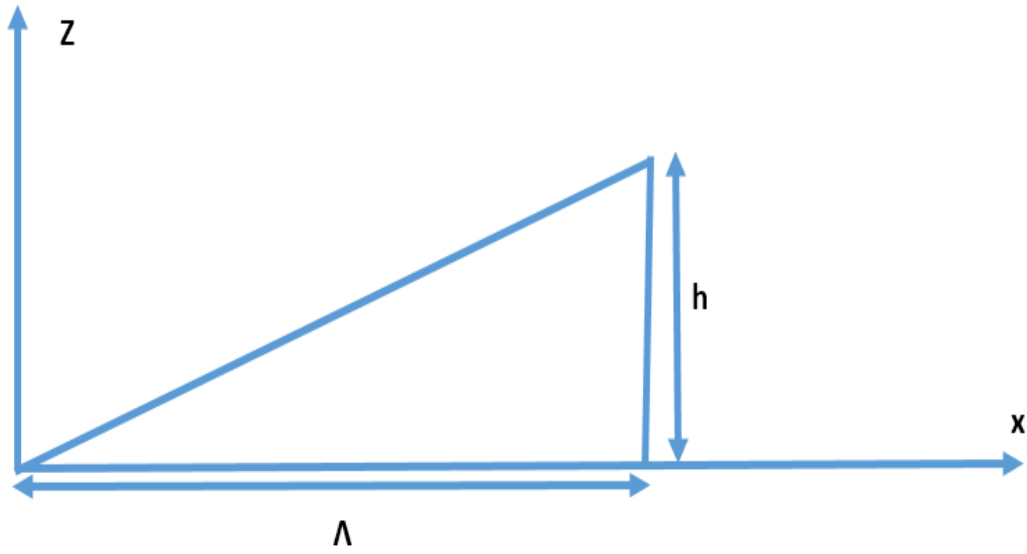


FIGURE 6.2 – Profondeur des sillons d'un réseau blazé

Pour un réseau en réflexion et pour une profondeur des sillons $z(x)$, la fonction de modulation de phase $\phi(x)$ introduite pour une longueur d'onde de blaze λ_b est liée à l'épaisseur par l'équation

$$\phi(x) = \frac{4\pi}{\lambda_b} z(x) \quad (6.15)$$

La transmission d'amplitude du réseau est alors

$$r(x) = \exp(i\phi(x)) = \exp\left(i\frac{4\pi}{\lambda_b} z(x)\right) \quad (6.16)$$

Cette expression ne tient pas compte des pertes par transmission et par absorption. A partir de la théorie de Fourier, si $r(x)$ a une périodicité Λ , elle peut être établie comme une somme de fonctions oscillantes

$$r(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{-i\frac{2\pi}{\Lambda} mx} \quad (6.17)$$

L'efficacité de diffraction totale du m^{ieme} ordre est donnée par le module du m^{ieme} coefficient de la série de Fourier au carré (à condition que la série de Fourier ait été normalisée).

$$\eta_m^{tot} = c_m c_m^* \quad (6.18)$$

avec c_m les coefficients de Fourier et où l'astérisque en exposant dans l'équation (6.18), *, désigne le complexe conjugué. La fonction $r(x)$ peut ainsi être conçue pour avoir l'efficacité de

diffraction souhaitée dans chaque ordre de diffraction. Par exemple, pour avoir une efficacité de diffraction de cent pour cent dans le k^{ieme} ordre, on fixe

$$\begin{cases} c_k = 1 \\ c_m = 0 \quad \text{pour } k \neq m \end{cases} \quad (6.19)$$

La fonction de transmission d'amplitude optimisant l'efficacité de diffraction au k^{ieme} ordre est donc simplement

$$r_{\eta_k=1}(x) = e^{-i\frac{2\pi}{\Lambda}kx} \quad (6.20)$$

La hauteur des sillons varie sur une période en fonction de x suivant

$$z(x) = \frac{k\lambda_b}{2} \frac{x}{\Lambda} \quad (6.21)$$

Cela revient à dire que la hauteur maximale des sillons ($x=\Lambda$) pour un réseau en réflexion optimisé à la longueur d'onde λ_b dans l'ordre k est donnée par :

$$h = z_{max}(\Lambda) = \frac{k\lambda_b}{2} \quad (6.22)$$

6.2.3.2 Efficacité de diffraction scalaire

Nous dérivons des expressions analytiques pour l'efficacité de diffraction η_m d'un ordre arbitraire m en utilisant le procédé de transmission en amplitude. Considérons une onde lumineuse plane incidente sur un réseau blazé de période Λ ($\Lambda \gg \lambda_0$) et diffractée par celui-ci. La hauteur maximale des sillons est donnée par l'équation (6.22) et est indépendante de la période. Ces réseaux permettent d'obtenir une efficacité de diffraction de 100% à un ordre de diffraction donné pour une longueur d'onde de blaze λ_b . Nous examinons le cas de la lumière réfléchie, en utilisant l'approximation scalaire de la transmission d'amplitude de réseau proposée dans l'équation (6.23) [88], [89], [90]

$$t(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m \exp(i\frac{2\pi}{\Lambda}mx) \quad (6.23)$$

et

$$c_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} \exp(i\frac{4\pi}{\lambda_0}z(x)) \exp(-i\frac{2\pi}{\lambda_0}mx) dx \quad (6.24)$$

En introduisant l'équation (6.21) dans (6.24)

$$c_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} \exp(i\frac{4\pi}{\lambda_0}h\frac{x}{\Lambda}) \exp(-i\frac{2\pi}{\lambda_0}mx) dx \quad (6.25)$$

Définissant le paramètre α

$$\alpha = k \frac{\lambda_b}{\lambda_0} = 2 \frac{h}{\lambda_0} \quad (6.26)$$

et l'équation (6.25) devient successivement

$$c_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda \exp(i \frac{2\pi}{\Lambda} \alpha x) \exp(-i \frac{2\pi}{\Lambda} m x) dx \quad (6.27)$$

$$c_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda \exp(i \frac{2\pi}{\Lambda} x (\alpha - m)) dx \quad (6.28)$$

La solution de l'intégrale est

$$c_m = \frac{1}{\Lambda} \left[\frac{\exp(i \frac{2\pi}{\Lambda} x (\alpha - m))}{i \frac{2\pi}{\Lambda} (\alpha - m)} \right]_0^\Lambda \quad (6.29)$$

$$c_m = \frac{\exp(i 2\pi (\alpha - m)) - 1}{i 2\pi (\alpha - m)} \quad (6.30)$$

L'efficacité de diffraction totale du $m^{i\grave{e}me}$ ordre est donnée par le module du $m^{i\grave{e}me}$ coefficient de la série de Fourier au carré.

$$\eta_m^{tot} = c_m c_m^* \quad (6.31)$$

$$\eta_m^{tot} = \frac{2 - 2 \cos(2\pi(\alpha - m))}{(2\pi(\alpha - m))^2} \quad (6.32)$$

En transformant le cosinus on obtient

$$\eta_m^{tot} = \frac{2 - 2(1 - 2 \sin^2(\pi(\alpha - m)))}{(2\pi(\alpha - m))^2} \quad (6.33)$$

$$\eta_m^{tot} = \frac{4 \sin^2(\pi(\alpha - m))}{4(\pi(\alpha - m))^2} \quad (6.34)$$

Et finalement on a

$$\eta_m^{tot} = \text{sinc}^2(\alpha - m) \quad (6.35)$$

En remplaçant α par son expression (équation (6.26)) et en tenant compte de la relation liant la hauteur des sillons et la longueur d'onde de blaze (équation (6.22)), on obtient :

$$\eta_m^{tot} = \text{sinc}^2\left(\frac{2h}{\lambda_0} - m\right) \quad (6.36)$$

$$\eta_m^{tot} = \text{sinc}^2\left(k\frac{\lambda_b}{\lambda_0} - m\right) \quad (6.37)$$

k étant l'ordre d'optimisation et m l'ordre dans lequel on veut calculer l'efficacité de diffraction. L'ordre de diffraction d'optimisation est en général l'ordre $k = \pm 1$. L'efficacité de diffraction dans l'ordre 1 ($m=1$) est donc donnée par

$$\eta_1^{tot} = \text{sinc}^2\left(\frac{\lambda_b}{\lambda_0} - 1\right) \quad (6.38)$$

Cette équation exprime l'efficacité de diffraction du premier ordre en fonction de la longueur d'onde d'un réseau optimisé à une longueur d'onde de blaze λ_b . Il est évident à partir de la figure (6.3) de l'efficacité de diffraction d'un réseau optimisé à une longueur λ_b que la chute de l'efficacité de diffraction est petite pour les longueurs d'onde proches de λ_b et est plus importante pour les longueurs d'onde éloignées.

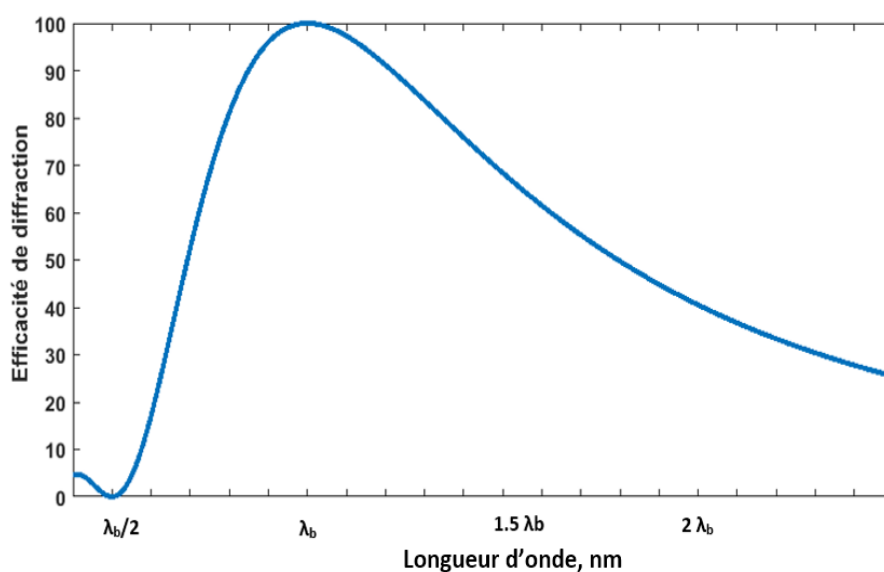


FIGURE 6.3 – Efficacité de diffraction d'un réseau blazé idéal optimisé à la longueur d'onde de blaze λ_b et dans l'ordre 1.

Pour un système optique conçu pour opérer dans une bande spectrale finie, l'efficacité de diffraction intégrée sur toute la bande est le paramètre le plus important. L'efficacité de diffrac-

tion moyenne sur une largeur de bande finie $\lambda_b + \Delta\lambda_0$ est donnée par :

$$\overline{\eta}_1 = \frac{1}{\Delta\lambda_0} \int_{\Delta\lambda_0} \eta_1(\lambda_0) d\lambda_0 \quad (6.39)$$

Il est évident que si $\Delta\lambda_0$ est plus important, l'efficacité de diffraction moyenne diminue. Cet effet est la contrainte la plus limitante des réseaux de diffraction dans un système à largeur de bande finie. La diminution de l'efficacité de diffraction en fonction de la largeur de bande doit être considérée dans la conception du système optique. La lumière qui n'est pas diffractée dans l'ordre d'intérêt est diffractée dans les ordres supérieurs. L'efficacité de diffraction en fonction de la longueur d'onde dans n'importe quel ordre m différent de l'ordre d'optimisation (premier ordre) est calculée en utilisant l'équation

$$\eta_m^{tot} = \text{sinc}^2 \left(\frac{\lambda_b}{\lambda_0} - m \right) \quad (6.40)$$

On peut penser à tort que le choix du premier ordre de diffraction ou de tout ordre supérieur donne le même rendement de diffraction. C'est vrai pour la longueur d'onde de blaze, mais loin de λ_b , la chute de l'efficacité de la diffraction est plus rapide dans l'ordre de diffraction plus élevé que dans le premier ordre, car plus l'ordre de diffraction est élevé, plus la différence de chemin optique est grande pour une petite variation de longueur d'onde. Par exemple, pour deux réseaux blazés opérant dans le domaine du visible à l'infrarouge ondes courtes et optimisés à la même longueur d'onde, $\lambda_b=1000 \text{ nm}$ avec $m = 1$ et $m = 2$ (c'est-à-dire que les réseaux ont été optimisés pour le premier et le second ordre de diffraction), les équations des deux efficacités de diffraction aux premier et deuxième ordres sont données respectivement par

$$\eta_1^{tot} = \text{sinc}^2 \left(\frac{\lambda_b}{\lambda_0} - 1 \right) \quad (6.41)$$

$$\eta_2^{tot} = \text{sinc}^2 \left(2 \left(\frac{\lambda_b}{\lambda_0} - 1 \right) \right) \quad (6.42)$$

Ces efficacités de diffraction des deux réseaux sont données à la figure (6.4) qui illustre bien l'analyse ci-avant faite.

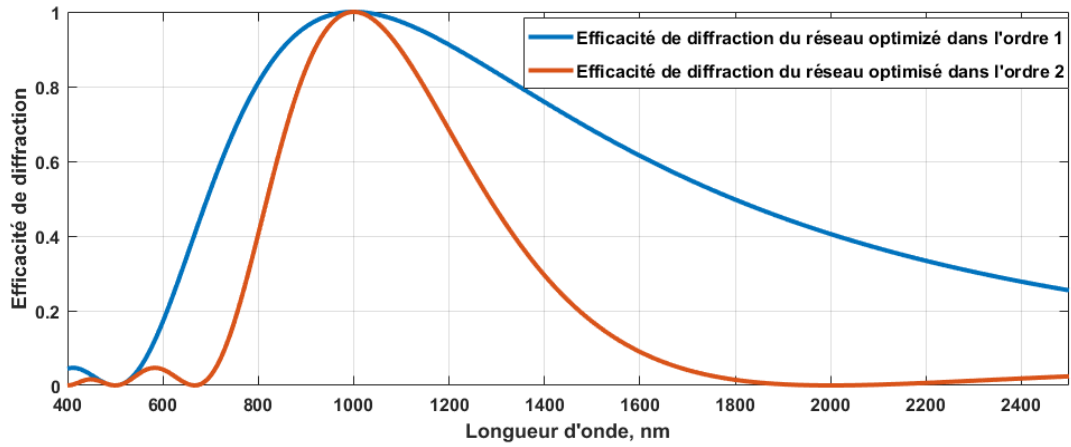


FIGURE 6.4 – Efficacités de diffraction des réseaux optimisés dans les ordres 1 et 2 à une longueur d'onde de blaze de 1000 nm.

En raison du principe de conservation de l'énergie, l'énergie qui n'est pas diffractée dans le 1er ordre est diffractée dans des ordres de diffraction supérieurs et zéro. Les longueurs d'onde inférieures à λ_b seront diffractées préférentiellement dans un ordre de diffraction plus élevé. Par exemple, toute la lumière de longueur d'onde $\frac{\lambda_b}{2}$ sera diffractée au second ordre. Les longueurs d'ondes supérieures, au contraire, seront diffractées dans les ordres de diffraction inférieurs. Cela est illustré dans la figure (6.5) pour un réseau optimisé dans le premier ordre à une longueur d'onde de 1000 nm dans le domaine du visible à l'infrarouge onde courte.

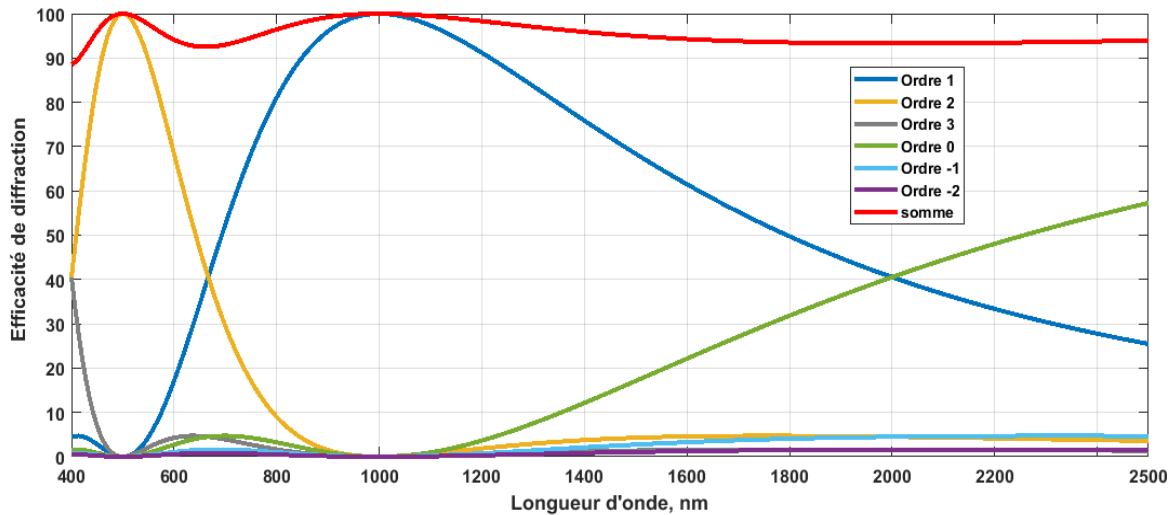


FIGURE 6.5 – Efficacités de diffraction du réseau optimisé dans l'ordre 1 à une longueur d'onde de blaze de 1000 nm.

6.3 Théorie électromagnétique rigoureuse de l'efficacité de diffraction

Dans la sous-section précédente, des expressions analytiques de l'efficacité de diffraction des réseaux en relief de surface ont été développés en utilisant la théorie scalaire. Cette théorie est valable pour des réseaux de diffraction qui possèdent des rapports importants de la période à la longueur d'onde. Quand la période du réseau devient comparable à la longueur d'onde pour laquelle il va être utilisé, la théorie scalaire donne des valeurs non fiables de l'efficacité de diffraction. Le module de la différence entre les prédictions de l'efficacité de diffraction de la théorie scalaire et la réalité est une fonction du rapport de la période à la longueur d'onde [87]. Pour avoir une prédiction fiable d'efficacité de diffraction attendue, une théorie précise doit être utilisée. En principe les équations de Maxwell peuvent être résolues donnant des résultats qui pourront être extrêmement précis. Dans la pratique, les équations de Maxwell doivent être calculées numériquement. Différentes approches pour résoudre les équations électromagnétiques de la diffraction des réseaux existent. Par exemple l'approche de la théorie d'onde couplée, la théorie intégrale, la méthode différentielle classique, la méthode modale, les approches par éléments finis ou par différences finies qui comprenaient la méthode du domaine temporel des différences finies etc.

Nous présentons brièvement deux théories rigoureuses : la théorie des ondes couplées aussi appelée la méthode modale de Fourier et PCGrate software, un logiciel commercial basé sur une méthode intégrale.

6.3.1 Théorie rigoureuse des ondes couplées

La théorie des ondes couplées est une méthode semi-analytique : Le champ électromagnétique incident sur un réseau peut être divisé dans trois régions différentes [91] : le premier décrit par une permittivité homogène ϵ_1 , est l'endroit où les champs incident et réfléchi se propagent. Le second est la région de modulation du profil réseau, avec une permittivité alternant entre ϵ_1 et ϵ_3 , la permittivité de la troisième région. Cette troisième région est l'endroit où le champ transmis se propage et est caractérisé par la permittivité ϵ_3 . Dans les trois régions la permittivité est égale à celle du vide. Les champs électromagnétiques dans les première et troisième régions peuvent être étendus comme des sommes des ondes planes avec les vecteurs d'onde déterminés à partir de la condition de Floquet [92]. Dans la seconde région, les champs électromagnétiques sont exprimés sous la forme de développements de Fourier des champs harmoniques spatiaux. La deuxième région est divisée en N couches d'égale épaisseur, chacune représentée par les caractéristiques du réseau au milieu de la couche. La permittivité de chaque couche peut être représentée par un développement de Fourier. La permittivité dans la seconde région, ϵ_2 , alterne dans une couche entre ϵ_1 et ϵ_3 . La solution pour les amplitudes des ordres de diffraction réfléchis et transmis est obtenue en appliquant les équations de Maxwell aux limites entre les couches N . Les champs électrique et magnétique doivent avoir des composantes tangentielles continues. Un logiciel complet, DIFFRACT [87], a été mis au point sur base de la théorie des ondes couplées. La précision du code dépend du nombre de couches utilisées pour décrire la région de modulation du réseau et du nombre d'ordres retenus dans le développement de Fou-

rier des champs électromagnétiques. Le temps de calcul nécessaire pour calculer l'efficacité de diffraction augmente linéairement avec le nombre de couches. Le temps de calcul nécessaire est proportionnel au cube du nombre d'ordres retenus dans le développement de Fourier. Afin d'obtenir une solution précise, il convient de conserver tous les ordres de propagation, même les quelques ordres évanescents. Le nombre d'ordres de propagation provenant d'un réseau est déterminé par le rapport période à la longueur d'onde ; plus le rapport est grand, plus les ordres de diffraction se propagent. Le temps de calcul est donc une fonction importante du rapport période à la longueur d'onde. De plus, le rapport maximum de la période à la longueur d'onde du réseau qui peut raisonnablement être résolu dépend de la puissance de calcul disponible. En général, il est déraisonnable d'essayer de résoudre en utilisant cet algorithme des réseaux avec des rapports de période à longueur d'onde supérieurs à 10. Comme nous venons de le voir, l'une des principales contraintes de la théorie rigoureuse des ondes couplées, ainsi que d'autres théories électromagnétiques rigoureuses, est la limite sur le rapport maximum de la période à la longueur d'onde du réseau pouvant être résolu [93]. La théorie scalaire, en revanche, n'est valable que dans le très large régime de la période à longueur d'onde. Un vide subsiste entre l'utilité des deux théories où, malheureusement, un grand pourcentage des structures diffractives est envisagé pour diverses applications. Une autre propriété de la théorie électromagnétique rigoureuse est qu'elle se prête mal à une compréhension très peu intuitive de ce qui est attendu des efficacités de diffraction des réseaux. La section (6.4) présente une théorie intermédiaire pour les éléments optiques diffractifs blazés qui tente de combler le fossé entre les théories scalaire et électromagnétique rigoureuse. Cette théorie intermédiaire explique en partie, de manière intuitive, la diminution de l'efficacité de la diffraction en fonction du rapport période à la longueur d'onde.

6.3.2 PCGrate software

PCGrate software est un outil de modélisation pour l'analyse et l'optimisation de l'efficacité des réseaux de diffraction absolue par une méthode d'équation intégrale avec limite précise. Il a été développé par International Intellectual Group, Inc. (IIG, Inc.) qui est une petite société privée créée en 1996 par des spécialistes des États-Unis et de Russie pour le développement et la distribution de nouveaux logiciels scientifiques avec applications en optique, physique, mathématiques discrètes et informatique [94]. Les premières versions commerciales ont été vendues en 1990. La méthode de l'équation intégrale est décrite avec de nombreuses références [95], [96], [97], [98] et d'autres directement sur le site de PCGrate :

« La méthode intégrale est une approche qui nous permet, de manière rigoureuse, de réduire un problème de diffraction en permettant de résoudre une équation intégrale à frontière linéaire ou un système d'équations de ce type. En général, l'approche intégrale, ainsi que la méthode similaire de l'élément fini, implique une intégration bidimensionnelle. Cependant, dans la pratique, on utilise une intégration curvilinéaire unidimensionnelle facilement réduite à des intégrales ordinaires. Ensuite, les équations intégrales linéaires ainsi obtenues sont réduites à un système d'équations algébriques linéaires par la méthode de collocation ou par la méthode

de Galerkin. Dans notre réalisation, nous utilisons une technique assez simple mais robuste et universelle, la modification de la méthode dite classique de Nyström. Le processus de résolution numérique des équations intégrales est basé sur la discrétisation avec des fonctions de pondération constantes par morceaux. Le paramètre principal, dans lequel la convergence est estimée, est le nombre N de points de discrétisation (collocation) sur chaque frontière... »

Décrire la théorie sous-jacente de PCGrate implique l'utilisation et la compréhension d'un grand nombre d'outils mathématiques qui ne trouvent pas sa place dans cette thèse. Tout ce que nous avons à comprendre concerne la méthode de collocation qui est une méthode pour résoudre des équations intégrales numériquement. Le nombre de points de collocations à chaque interface définit la dimension du système d'équations linéaire qui est le paramètre de précision majeur. Généralement, un nombre de points de collocation compris entre 100 et 1000 est suffisant pour réaliser la convergence. Dans la grande majorité des cas, la précision est révélée par le bilan énergétique (qui doit être proche de un). Dans ce cas, la précision peut être d'un ordre de grandeur d'une erreur de calcul numérique. Il est environ 10^{-6} - 10^{-4} , pour l'efficacité dans des ordres principaux dans les cas de diffraction de résonance habituels. Pour des réseaux de diffraction extrêmes (rapport de la période à la longueur d'onde très élevé, rapport longueur d'onde à la profondeur des sillons très élevé, incidence rasante ...), le nombre de points de collocation doit probablement être augmenté. La théorie rigoureuse représentée par Pcgrate software a un avantage énorme sur la théorie scalaire : elle tient compte de la sensibilité à la polarisation du réseau de diffraction et elle peut tenir compte des erreurs de fabrication pour le calcul de l'efficacité de diffraction si on est informé de la nature de ces erreurs. Dans cette thèse, nous allons utiliser PCgrate software pour vérifier les résultats de la théorie scalaire mais aussi pour étudier l'impact des profils réalistes sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation.

6.4 Théorie scalaire étendue de la diffraction

La théorie scalaire décrite plus haut est valable uniquement pour des réseaux de diffraction qui ont de larges rapports de la période à la longueur d'onde. Les théories électromagnétiques rigoureuses des réseaux de diffraction permettent des solutions pour des petits rapports de la période à la longueur d'onde dû à la complexité de calcul des algorithmes. Une théorie utile fonctionnerait dans le domaine des valeurs intermédiaires des rapports de la période à la longueur d'onde, serait plus précise que la théorie scalaire et serait plus simple à calculer que les théories électromagnétiques rigoureuses. La théorie intermédiaire présentée ici, appelée théorie scalaire étendue [87], [99], est comme la scalaire car elle n'est strictement valable que dans les limites de très larges rapports de la période à la longueur d'onde, mais pour des valeurs intermédiaires du rapport de la période à la longueur d'onde, elle est beaucoup meilleure. L'hypothèse majeure que la théorie scalaire étendue tente d'éviter est que le retard de phase de la lumière incidente, provoqué par le réseau, se produit dans une couche infiniment mince. Les effets de l'épaisseur finie du profil du réseau sont pris en compte. L'épaisseur finie du profil de réseau est traitée en combinant la théorie scalaire (basée sur la propagation des ondes) avec une théorie géométrique (basée sur le tracé de rayons). Le champ de lumière incidente est supposé

se propager à travers l'épaisseur du profil de réseau conformément à l'optique géométrique. Une fois que la lumière quitte le profil de réseau, la théorie scalaire basée sur la propagation des ondes est appliquée.

6.4.1 Profondeur optimale des sillons

Comme mentionné ci-dessus, la théorie scalaire la plus largement utilisée suppose que le retard de phase associé à un réseau de phase en relief de surface se produit dans une couche infiniment mince sur la surface du substrat. Le retard de phase est le résultat de la différence de longueur de chemin optique due à la variation d'épaisseur du profil de surface. La conversion d'un retard de phase en une épaisseur physique pour un élément diffractif conçu pour avoir une efficacité maximale de diffraction dans le premier ordre a été montré dans la sous-section (6.2.3.1) pour aboutir à une profondeur physique h , où $h = \frac{\lambda_b}{2}$. Notez que la profondeur optimale basée sur la théorie scalaire est seulement fonction de la longueur d'onde de blaze puisque les faisceaux incidents et diffractés se propagent dans le vide. L'hypothèse mathématique selon laquelle le retard de phase se produit dans une couche infiniment mince est évidemment irréaliste. La théorie ne pourrait s'accorder avec la réalité que dans le cas de substrats ayant des indices de réfraction extrêmement élevés. Par conséquent, la valeur scalaire de la profondeur h est également une approximation. Les questions « Comment l'hypothèse de la théorie scalaire est-elle mauvaise ? et Quelle est la profondeur optimale réelle ? » doivent être répondues. L'approche utilisée pour déterminer la profondeur optimale en étendant la théorie scalaire est illustrée à la figure 6.6 pour le cas de la lumière normalement incidente sur le réseau et réfléchi dans l'air. L'angle, θ_d , auquel le premier ordre de diffraction se propage depuis le réseau est simplement déterminé par l'équation du réseau [87]

$$\sin \theta_d = \frac{\lambda_b}{\Lambda} \quad (6.43)$$

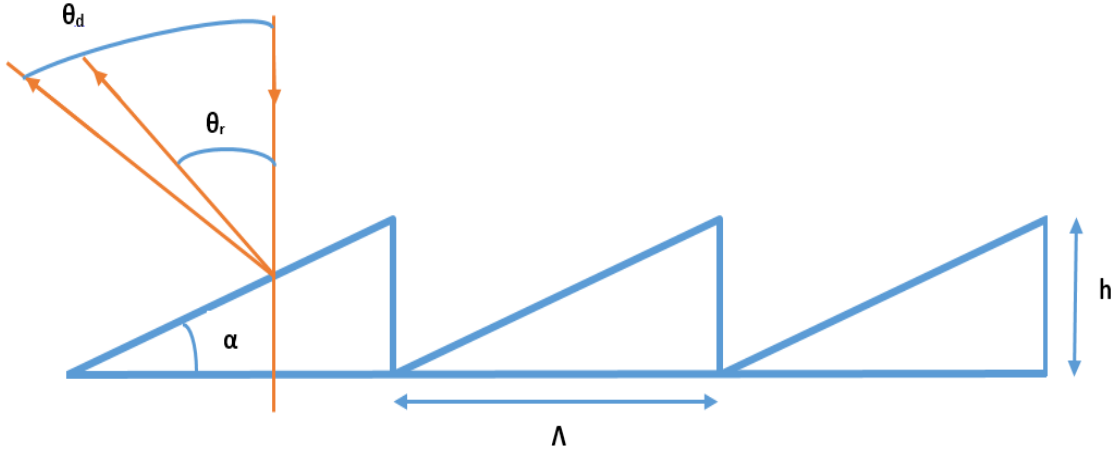


FIGURE 6.6 – *Tracé de rayon géométrique sur un réseau en relief de surface.*

Si on considère maintenant que chaque période du réseau consiste en un miroir réfléchissant miniature, les rayons lumineux peuvent être tracés géométriquement sur chaque facette. L'angle de réflexion des rayons lumineux par le miroir, θ_r , est simplement régi par la loi de réflexion.

$$\theta_r = 2\alpha \quad (6.44)$$

où,

$$\alpha = \arctan \frac{h}{\Lambda} \quad (6.45)$$

Un argument intuitif suggérerait que le premier ordre de diffraction aura son efficacité maximale lorsque l'angle des rayons lumineux réfléchis sur le miroir θ_r est égal à l'angle du premier ordre de diffraction θ_d (réflexion spéculaire). Le résultat de la définition de θ_r égal à θ_d et de la solution pour h donne [87] :

$$\alpha = \arctan \frac{h}{\Lambda} \quad (6.46)$$

$$\frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \frac{h}{\Lambda} \quad (6.47)$$

En tenant compte de l'expression $\theta_d = 2\alpha$, l'équation (6.47) dans (6.43) donne

$$2 \frac{h}{\Lambda} \cos^2 \alpha = \frac{\lambda_b}{\Lambda} \quad (6.48)$$

Et finalement la solution de h est donnée par

$$h = \frac{\lambda_b}{2 \cos^2 \alpha} \quad (6.49)$$

$$h = \frac{\lambda_b}{1 + \cos 2\alpha} \quad (6.50)$$

$$h = \frac{\lambda_b}{1 + \sqrt{1 - \frac{\lambda_b^2}{\Lambda^2}}} \quad (6.51)$$

Notez que cette valeur de la profondeur du réseau est différente de celle trouvée pour la théorie scalaire pour l'ordre d'optimisation $k=1$. La différence la plus apparente est que la profondeur optimale donnée dans l'équation (6.51) est fonction de la période du réseau, alors que la valeur de la théorie scalaire en est indépendante. Ceci implique immédiatement que, pour les structures plus compliquées que les réseaux, la profondeur du profil diffractif devrait varier en fonction de la période locale de la structure. De plus, il convient de noter que dans la limite de la période Λ allant à l'infini, l'équation (6.51) se réduit à la valeur de la théorie scalaire. A partir de ce moment, la valeur de la hauteur des sillons déterminée à partir de l'équation (6.51) est appelée hauteur optimale et représentée par h_{opt} . La valeur de la hauteur par la théorie scalaire est représentée par h_{sca} . Pour voir comment la hauteur optimale varie par rapport à la hauteur de la théorie scalaire, il est utile de tracer le rapport des deux en fonction du rapport période à longueur d'onde, comme indiqué dans la figure (6.7).

$$\frac{h_{opt}}{h_{sca}} = \frac{\frac{\lambda_b}{1 + \sqrt{1 - \frac{\lambda_b^2}{\Lambda^2}}}}{\frac{\lambda_b}{2}} \quad (6.52)$$

$$\frac{h_{opt}}{h_{sca}} = \frac{\lambda_b}{1 + \sqrt{1 - \frac{\lambda_b^2}{\Lambda_b^2}}} \frac{2}{\lambda_b} \quad (6.53)$$

$$\frac{h_{opt}}{h_{sca}} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \frac{\lambda_b^2}{\Lambda^2}}} \quad (6.54)$$

Comme prévu, le rapport h_{opt}/h_{sca} attribue asymptotiquement une valeur de 1 à mesure que le rapport de la période à la longueur d'onde augmente. Le rapport diffère de manière significative d'une valeur de un pour des rapports petits de la période à la longueur d'onde.

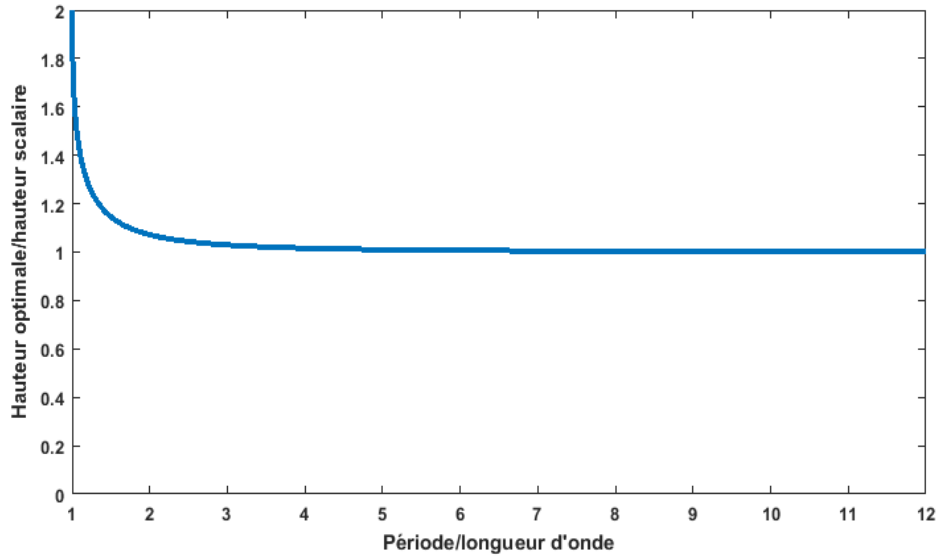


FIGURE 6.7 – Prédiction de la théorie scalaire étendue de la hauteur optimale en fonction du rapport de la période à la longueur d’onde.

L’équation (6.51) a été dérivée pour l’incidence normale par rapport au plan du réseau. Une expression plus générale pour la profondeur optimale peut être dérivée en utilisant une approche similaire à celle utilisée pour dériver l’équation (6.51). Là encore, l’idée est simplement d’assimiler l’angle de diffraction du réseau à l’angle de réflexion sur la facette du réseau pour un angle d’incidence arbitraire. Le résultat d’une telle approche est l’expression de la profondeur optimale en fonction de l’angle d’incidence et du rapport de la période à la longueur d’onde.

$$h_{opt} = \frac{\lambda_b}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_i} + \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_b}{\Lambda} + \sin \theta_i\right)^2}} \quad (6.55)$$

L’équation (6.55) est réduite à (6.51) lorsque l’angle d’incidence θ_i est égal à zéro. Dans l’équation (6.55), θ_i est défini comme l’angle d’incidence par rapport à la normale au plan du réseau.

6.4.2 Prédiction de l’efficacité de diffraction par la théorie scalaire étendue

Les prévisions d’efficacité de diffraction basées sur la théorie scalaire sont complètement indépendantes du rapport longueur d’onde à la période. Cependant, la figure (6.8) montre clairement que l’efficacité de diffraction est fonction de ce rapport. L’une des principales raisons pour lesquelles la théorie scalaire ne permet pas de prédire cette croissance est, encore une fois, largement due à la supposition que le retard de phase se produit dans une limite infiniment mince du substrat. D’après l’équation (6.36), l’efficacité de diffraction dans l’ordre 1 (ordre

d'optimisation) est donnée par l'équation (6.56) :

$$\eta_1 = \text{sinc}^2\left(\frac{2h}{\lambda_0} - 1\right) \quad (6.56)$$

En remplaçant h par son expression, on trouve

$$\eta_1 = \text{sinc}^2\left(\frac{2\lambda_b}{\lambda_0 \left(\sqrt{1 - \sin^2 \theta_i} + \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_b}{\Lambda} + \sin \theta_i\right)^2}\right)} - 1\right) \quad (6.57)$$

Pour une incidence normale et des rapports période à la longueur d'onde de blaze élevés, on retrouve l'expression de l'efficacité scalaire. Nous représentons à la figure (6.8) l'efficacité de diffraction de la théorie scalaire étendue pour une incidence de 25 degrés et une longueur d'onde de blaze de 1000 nm en fonction du rapport période à la longueur d'onde.

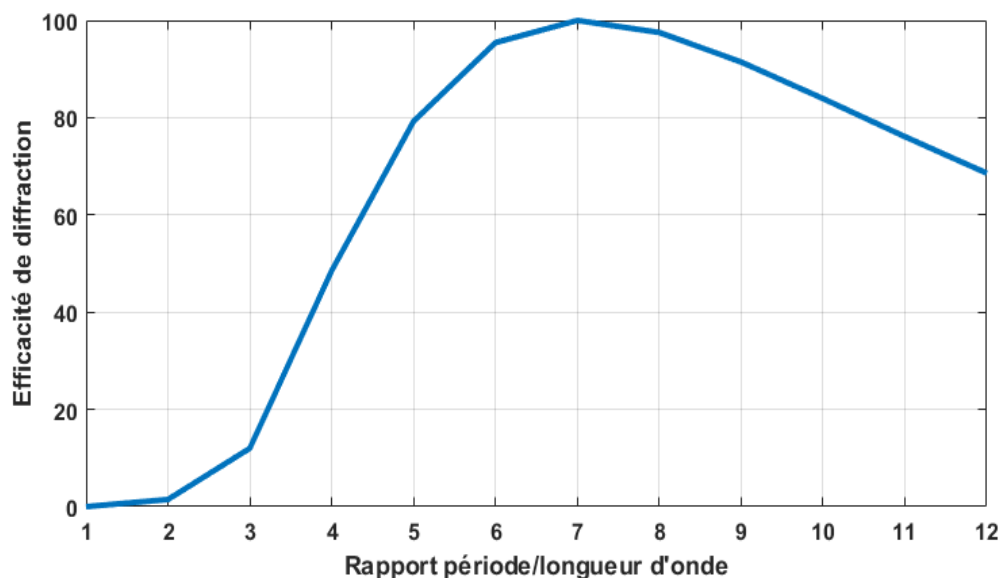


FIGURE 6.8 – Prédiction de la théorie scalaire étendue de l'efficacité de diffraction pour une incidence de 25 degrés et pour une longueur d'onde de blaze de 1000 nm.

Le concept de tracé géométrique des rayons à travers la profondeur finie de la structure de diffraction et l'application subséquente de la théorie scalaire peuvent être utilisés pour étendre la prévision de l'efficacité de la diffraction. Cette approche, bien que n'étant évidemment pas une solution exacte au problème de la diffraction, est plus cohérente avec les calculs de la théorie électromagnétique. La caractéristique la plus apparente qui émerge du tracé géométrique des rayons à travers la profondeur de la structure diffractive est un effet appelé « ombrage à la lumière ». La figure (6.9) illustre le tracé géométrique du rayon et montre l'ombrage à la lumière résultant d'une structure d'épaisseur finie. Les rayons lumineux se déplaçant dans une direction

perpendiculaire à la limite du substrat sont réfléchis à l'interface. L'angle de réflexion des rayons lumineux est déterminé par la loi de Snell et est égal à l'angle de blaze du réseau dans notre cas. La profondeur h est supposée correspondre à la valeur déterminée dans la section précédente qui optimise l'efficacité de diffraction du premier ordre et la période du réseau est Λ . Les rayons lumineux qui sortent de la structure de réseau dans le premier ordre diffracté ne remplissent plus toute la zone des sillons. Immédiatement après la réflexion, le rapport de la zone remplie de lumière à la surface totale des sillons est appelé rapport cyclique (RC) et est égal à $\Delta\Lambda/\Lambda$. Une fois que les rayons lumineux sont tracés à travers le profil de réseau et que le rapport cyclique du premier ordre de diffraction est déterminé, la théorie scalaire est appliquée au champ réfléchi. La lumière dans le premier ordre de diffraction immédiatement après diffraction ressemble à une ouverture non remplie. C'est un résultat bien connu de la théorie scalaire selon lequel la quantité de lumière qui circule sans être diffractée à travers une ouverture non remplie est égale au rapport cyclique de l'ouverture non remplie [87]. Une extension supplémentaire pourrait être

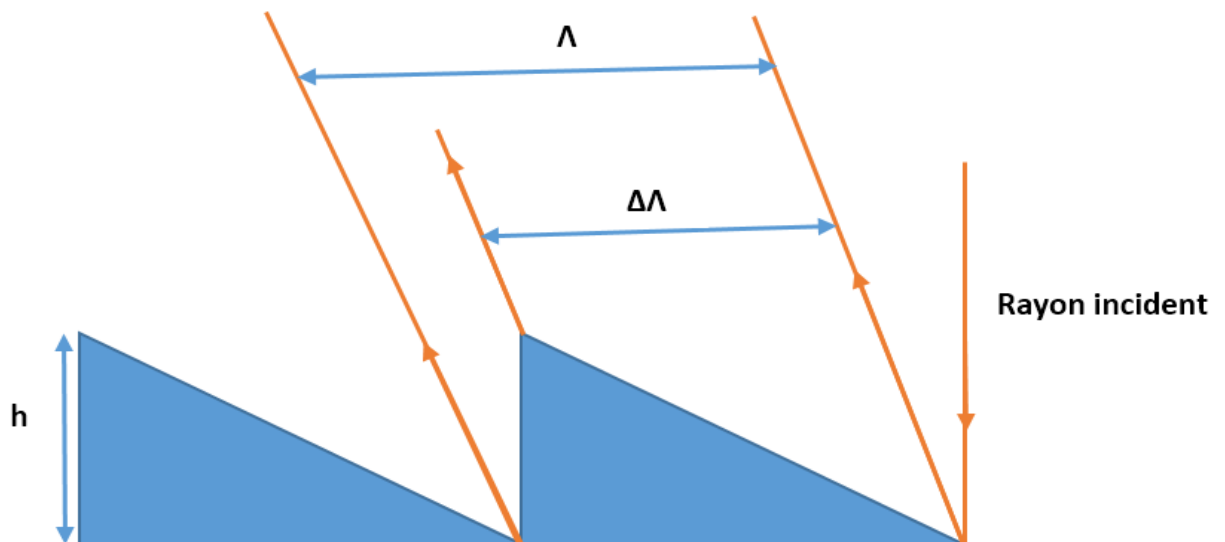


FIGURE 6.9 – *Ombage à la lumière créée par la profondeur du profil en relief de surface*

approximée en incluant les effets de polarisation. La théorie scalaire et son extension ne tiennent pas compte de la polarisation. Ces effets pourraient être ajoutés à la théorie scalaire étendue en tenant compte de la réflexion de Fresnel aux limites de la facette du réseau. La théorie étendue est conçue pour être strictement valide uniquement dans la limite du grand rapport période à longueur d'onde, comme c'est le cas pour la théorie scalaire, et plus précise pour les rapports période à la longueur d'onde modérés, lorsque le rapport période à longueur d'onde diminue, la théorie scalaire étendue s'effondre.

6.5 Comparaison des théories scalaire, scalaire étendue et électromagnétique rigoureuse

Trois théories ont été présentées pour prédire l'efficacité de diffraction d'éléments optiques diffractifs ; chacune a des points forts et des faiblesses, et chacune complète l'autre en termes d'information. De toute évidence, la théorie électromagnétique donne une solution exacte au problème de la diffraction à partir d'un réseau. Les solutions à la théorie électromagnétique ne peuvent être calculées que numériquement et le temps de calcul augmente rapidement à mesure que le rapport période à longueur d'onde augmente ; ainsi, il y a deux limitations. Le premier est la limite supérieure du rapport période à longueur d'onde pour lequel une solution peut être calculée, fonction de la puissance de l'ordinateur et du temps pendant lequel on est prêt à attendre pour la solution. La deuxième limite est le manque de compréhension réelle de l'optimisation de l'efficacité de diffraction du réseau. La théorie scalaire est la moins précise mais la plus facile à utiliser des trois ; elle permet d'obtenir des expressions analytiques de l'efficacité de la diffraction en fonction des paramètres physiques. Les expressions analytiques donnent un aperçu de la conception et / ou de la faisabilité des éléments optiques diffractifs pour une application particulière. L'efficacité de diffraction calculée à l'aide de la théorie scalaire est complètement indépendante du rapport période-longueur d'onde. La valeur calculée peut toutefois être utilisée comme limite supérieure de l'efficacité de diffraction pouvant être obtenue. La précision de la théorie scalaire augmente à mesure que le rapport période-longueur d'onde augmente. La théorie scalaire étendue remplit le vide entre les théories scalaire et rigoureuse. Elle conserve la solution sous forme fermée de la théorie scalaire et a une dépendance fonctionnelle sur le rapport période à longueur d'onde. L'utilisation des concepts de base de la théorie scalaire étendue permet de mieux comprendre la conception optimale des structures de réseau.

Chapitre 7

Conception et modélisation d'un réseau convexe pour un imageur hyperspectral de l'instrument Chandrayaan 2 pour l'observation de la Lune dans l'infrarouge

7.1 Contexte du problème

L'intérêt de l'imagerie hyperspectrale réside dans la télédétection pour caractériser la surface terrestre et l'atmosphère en mesurant la radiation électromagnétique réfléchie et /ou émise dans les bandes spectrales contiguës par les objets d'intérêt. En effet chaque matériau a sa propre signature spectrale, c'est-à-dire la quantité de lumière réfléchie et/ou émise en fonction de la longueur d'onde. Cela permet d'identifier les objets d'intérêt, les quantifier, cartographier leur distribution et à éventuellement observer leur évolution temporaire. Cette caractérisation ne serait pas possible sans un disperser de lumière de bonne qualité, élément clé dans la conception d'un spectro-imageur. Cet élément disperser est le réseau de diffraction préféré sur le prisme grâce à une résolution spectrale supérieure. La conception du réseau dépend essentiellement des besoins de l'imageur hyperspectral en termes d'efficacité de diffraction et de la largeur de la bande spectrale à couvrir. En fonction de ces paramètres, deux types de conception se dégagent.

1. Un réseau mono-blaze

C'est un réseau optimisé à une seule longueur d'onde de blaze. Le profil d'un tel réseau possède un seul angle de blaze et par conséquent une même profondeur des sillons sur toute la surface du réseau. C'est le type de réseau facile à optimiser et modéliser en utilisant les théories scalaire et /ou rigoureuse. La connaissance de la longueur d'onde de blaze, qui peut être donnée ou calculée à partir de la courbe d'efficacité de diffraction, suffit pour concevoir un tel réseau.

2. Un réseau multi-blaze

Selon les besoins en efficacité de diffraction et la largeur de la bande spectrale à couvrir, un réseau mono-blaze ne convient pas toujours. Il faut donc un réseau multi-blaze pour répondre aux exigences de l'imageur hyperspectral. Le nombre de blaze et leurs valeurs dépendent des besoins en termes d'efficacité de diffraction et de la largeur de la bande spectrale.

Les utilisateurs de l'imageur donnent le plus souvent la courbe d'efficacité de diffraction souhaitée sur toute la bande spectrale d'intérêt. La question qui se pose est de savoir comment déterminer le nombre de longueurs d'onde de blaze du réseau, leurs valeurs pour répondre à la courbe de référence. Ce chapitre qui constitue un article publié dans le journal **International Journal of Latest Research in Science and Technology (IJLRST) volume 5, issu 2** en 2016 (Annexe 1 pour plus de détails), propose une méthode intuitive d'approximation pour résoudre ce problème. Nous présentons dans cette thèse un résumé de la méthode, les résultats et la conclusion.

7.2 Présentation de l'instrument Chandrayaan 2 et caractéristiques du réseau

Le présent instrument est constitué de quatre éléments optiques : un télescope, une fente d'entrée, un spectromètre et un détecteur. Son schéma est reproduit à la figure 7.1.

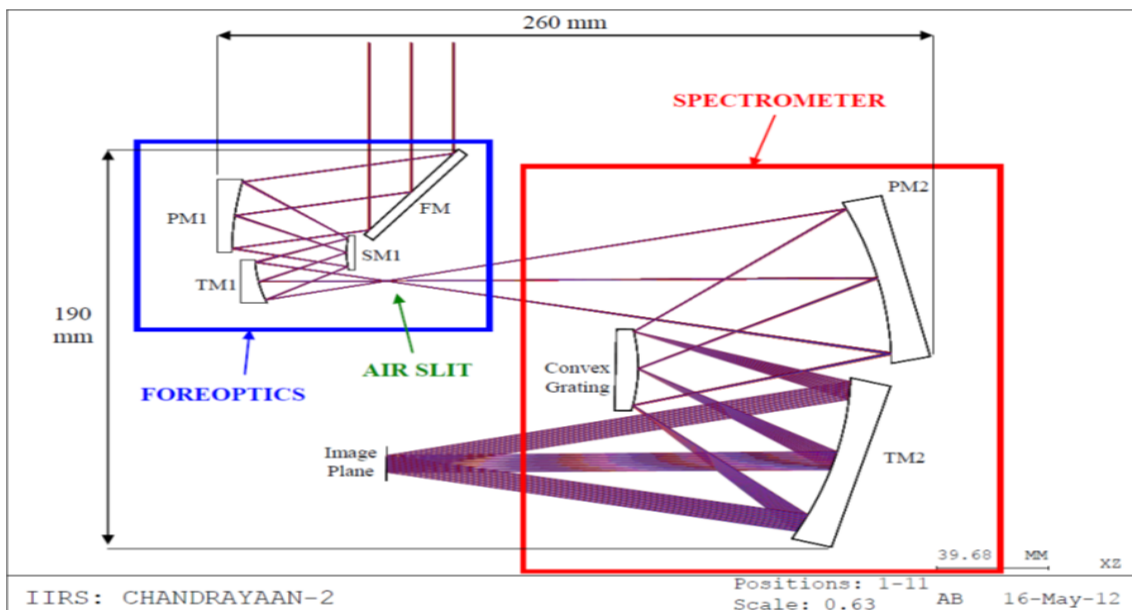


FIGURE 7.1 – L'instrument Chandrayaan 2

La description du réseau est résumée dans le tableau 7.1.

Item	Exigences du réseau
Type de réseau	réseau en réflexion
Profil de surface	réseau blazé convexe
Bande spectrale	700-5000 nm
Diamètre	37 mm
Période	20 traits/mm
Ordre de diffraction	+1
Angle d'incidence	27.12°
Coating	or
Rayon de courbure	88.4 mm

TABLE 7.1 – *Spécification techniques du réseau*

7.3 Conception et modélisation du réseau

7.3.1 introduction

Les spécifications du réseau exigent une période de $50 \mu\text{m}$ avec une bande spectrale de $0,7$ à $5 \mu\text{m}$. Sur la base d'une étude préliminaire, nous comprenons le défi dû à la large bande passante spectrale. En conséquence, un réseau multi-blaze est prédit comme la seule solution viable. Le choix des angles de blaze et la configuration sont dictés par l'efficacité de diffraction requise définie par la figure 7.2.

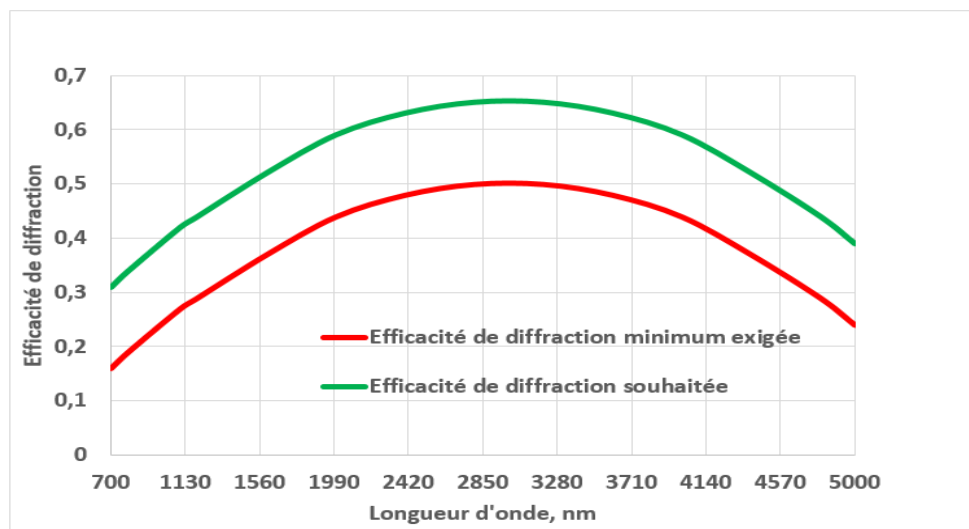


FIGURE 7.2 – *Efficacités de diffraction exigées du réseau.*

En ce qui concerne la modélisation des réseaux métalliques en relief, un outil efficace est le logiciel PCGrate basé sur une méthode intégrale rigoureuse de résolution du problème électromagnétique. Les réseaux blazés avec polarisation TE et TM sur substrat plat ou non plat peuvent être modélisés et optimisés. L'efficacité de diffraction dans les ordres de diffraction est

entièrement caractérisée. Des instabilités numériques peuvent survenir, en particulier avec de grandes périodes comme nous le constatons dans ce cas. Pour cette raison, une approche plus simple et plus intuitive est également possible car la période de réseau est grande par rapport à la longueur d'onde : l'approche de la «théorie scalaire» est un autre outil utile. Les deux outils seront utilisés et comparés pour améliorer le niveau de confiance des simulations. Cependant, seule la théorie rigoureuse donnera des informations sur la sensibilité à la polarisation du réseau. Cet article se concentrera sur l'optimisation du réseau de diffraction Chandrayaan 2. L'objectif est de répondre aux exigences, notamment au comportement spectral de l'efficacité de diffraction et de la sensibilité à la polarisation. La méthode proposée consiste à définir un «profil multi-blaze» et nous utiliserons des théories scalaires et rigoureuses exposées dans le chapitre précédent.

7.3.2 Solution réseau mono-blaze

7.3.2.1 Construction du profil

En utilisant la théorie rigoureuse, nous avons simulé les performances du réseau par rapport au profil de réseau, en partant du profil blazé idéal. De plus, nous savons que l'outillage peut produire un défaut sur les extrémités du profil : le bord supérieur étant aplati de façon aléatoire sur $5 \mu\text{m}$ tandis que le fond des sillons est arrondi avec un rayon de courbure de $5 (10) \mu\text{m}$ sur les $3 (5)$ derniers (plus) microns pour le profil le moins (plus) arrondi. L'objectif est d'analyser l'impact que cela peut avoir sur l'efficacité de diffraction du réseau ainsi que sur la sensibilité à la polarisation. Nous avons construit deux types de profils réalistes (profils moins et plus arrondis) en fonction de chacun des angles de blaze qui sont nécessaires dans le profil multi-blaze. La figure 7.3 montre un exemple de profils réalistes (moins et plus arrondis) par rapport au profil blazé idéal pour une longueur d'onde blaze de 3000 nm .

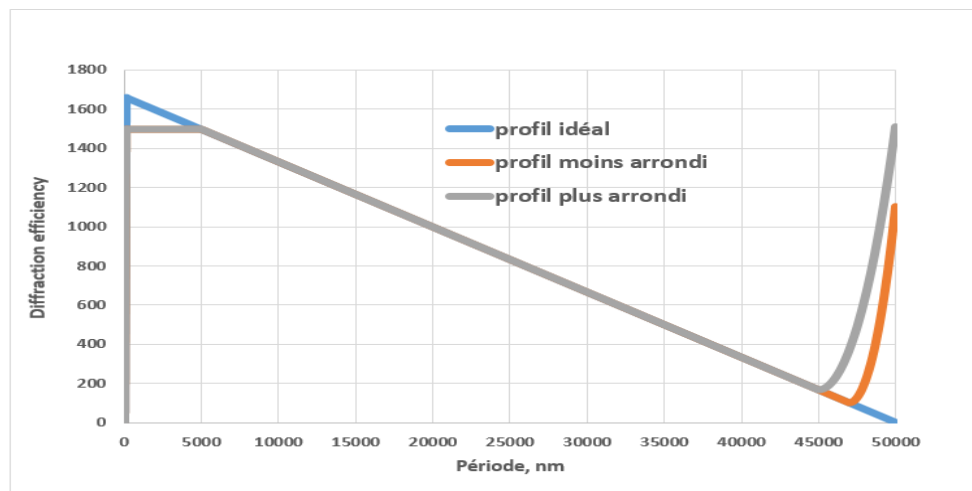


FIGURE 7.3 – Profils idéal et arrondis utilisés dans les simulations pour une longueur d'onde de blaze de 3000 nm (les axes ne sont pas à la même échelle).

7.3.2.2 Efficacité de diffraction du réseau mono-blaze

Les figures suivantes comparent le comportement spectral d'efficacité de diffraction calculé avec les théories scalaire et rigoureuses à une longueur d'onde de blaze de 3000 nm. La figure 7.4 représente les performances par rapport à un profil idéal calculées en utilisant la théorie scalaire (équation 6.41) tandis que la figure 7.5 représente les efficacités de diffraction non polarisées données par la théorie rigoureuse pour un réseau parfait en réflexion avec des profils idéal, moins et plus arrondis.

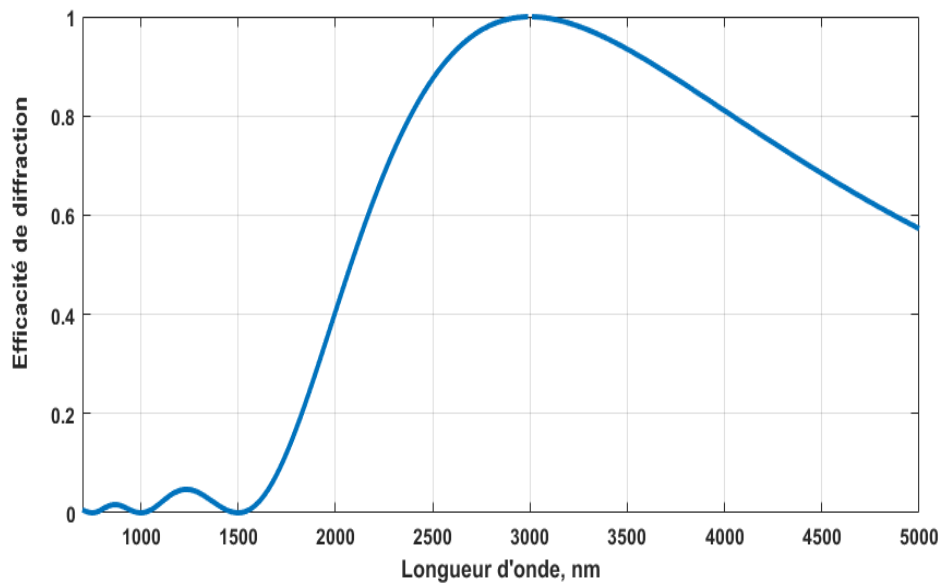


FIGURE 7.4 – *Efficacité de diffraction du 1er ordre, calculée par la théorie scalaire, d'un réseau optimisé à une longueur d'onde de 3000 nm en utilisant le profil idéal.*

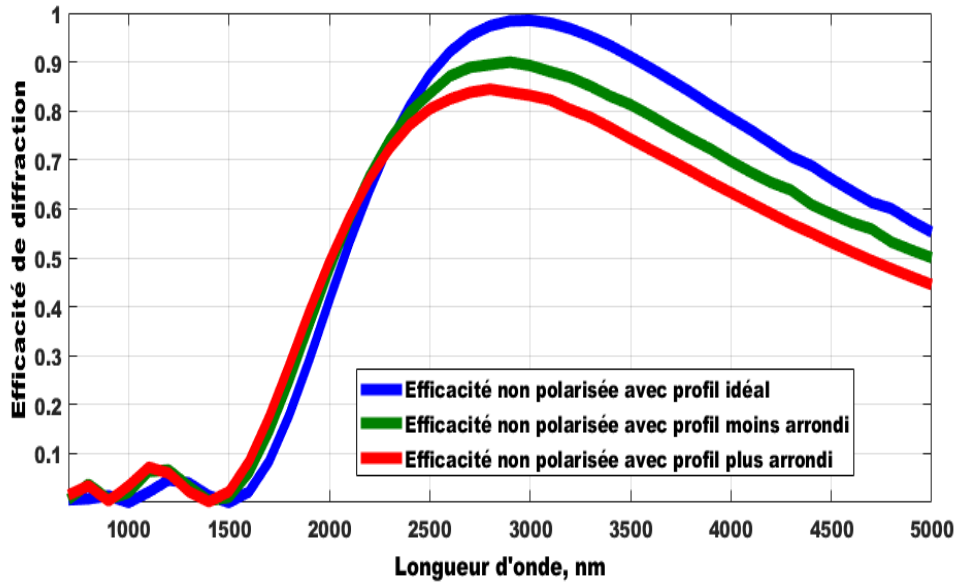


FIGURE 7.5 – Efficacités de diffraction non polarisées du 1er ordre, calculées par la théorie rigoureuse PcGrate, d'un réseau optimisé à une longueur d'onde de 3000 nm en utilisant les profil idéal, moins et plus arrondis.

Comme on peut le voir sur les figures 7.4 et 7.5, les résultats de la théorie scalaire sont similaires à ceux de la théorie rigoureuse du profil idéal. Si nous comparons les profils idéaux et réalistes (figure 7.5), l'efficacité de diffraction maximale a diminué de 16% en passant du profil idéal au profil plus arrondi avec un léger décalage vers les longueurs d'onde inférieures. Cette diminution est importante et peut l'être plus si l'arrondi du profil est important. Mais la conclusion la plus importante est que l'on ne peut pas couvrir la totalité de la bande requise avec un réseau à une seule longueur d'onde de blaze.

7.3.3 Solution réseau multi-blaze

Les résultats précédents montrent que l'on ne peut pas atteindre l'efficacité de diffraction souhaitée sur toute la bande avec un réseau à un profil uniforme. Pour surmonter ce problème, un réseau de diffraction multi-blaze (figure 7.6) peut être utilisé afin de mélanger les spectres d'efficacité de diffraction et atteindre une efficacité de diffraction moyenne avec une homogénéité plus élevée conformément aux spécifications techniques. Les réseaux à plu-



FIGURE 7.6 – Réseau multi-blaze.

sieurs niveaux peuvent être définis sur une période [100], [101], [102], [103] mais dans notre

cas, le profil de réseau hybride pourrait être construit comme un ensemble de sous-réseaux (sections) chacun avec son angle de blaze à période fixe et draft angle fixe γ (γ étant le complément de l'angle ayant en commun la période comme côté avec l'angle de blaze dans le profil triangulaire. Cet angle est souvent supposé nul). Cela signifie que la profondeur des sillons h augmente lorsque l'angle de blaze α augmente comme indiqué sur la figure 7.7.

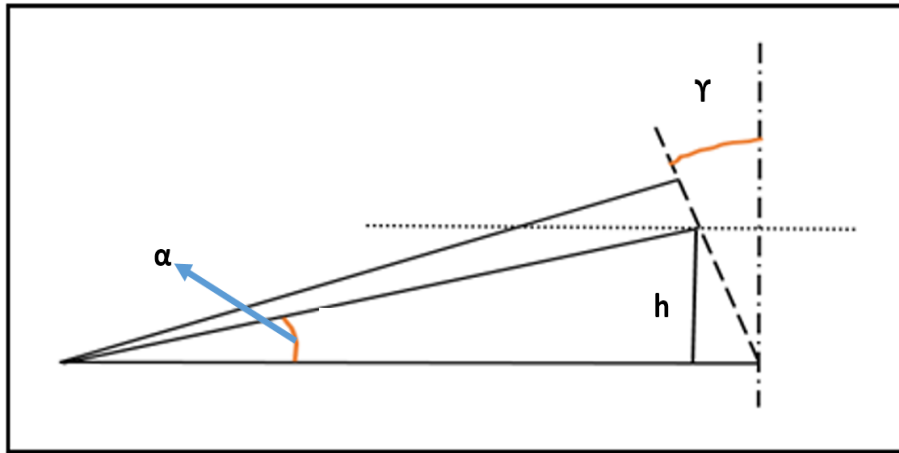


FIGURE 7.7 – Influence de l'angle de blaze α sur la profondeur des sillons avec un draft angle γ

Lors de la fabrication du réseau multi-blaze, il est obligatoire de changer la pente de l'outil de coupe en diamant pour changer l'angle de blaze et la profondeur des sillons passant d'une section à l'autre. Dans ce cas, les coupures entre les différents blazes auront tendance à correspondre aux pics et la différence entre les hauteurs moyennes sera élevée. Par conséquent, la différence de phase moyenne est considérablement importante [104]. Cela aurait un effet néfaste sur la fonction d'étalement du point (PSF). La solution idéale est de faire correspondre les hauteurs moyennes conduisant ainsi à une différence de phase moyenne nulle entre les blazes. Nous allons d'abord utiliser la théorie scalaire pour démontrer la faisabilité de cette technique et déterminer les géométries des blazes qui peuvent être implémentées dans le logiciel PCGrate représentant la théorie rigoureuse, mieux adapté pour appliquer toutes les spécifications techniques du réseau. Sur la figure 7.8, chaque courbe correspond à un seul blaze, centré sur une longueur d'onde de blaze spécifique si on considère la sous-section correspondante comme un réseau indépendant. La légende spécifie les longueurs d'onde de blaze sélectionnées. Une fois de plus, l'efficacité de diffraction souhaitée ne peut pas être atteinte sur toute la bande avec une seule longueur d'onde de blaze. La simulation montre qu'un réseau avec un profil à 9 angles de blaze a une courbe d'efficacité de diffraction moyenne parfaitement homogène avec une efficacité de diffraction dans l'intervalle souhaité (figure 7.9). Cela signifie que les 9 longueurs d'onde de blaze contribuent équitablement sur la surface du réseau avec un poids égal à $1/9$.

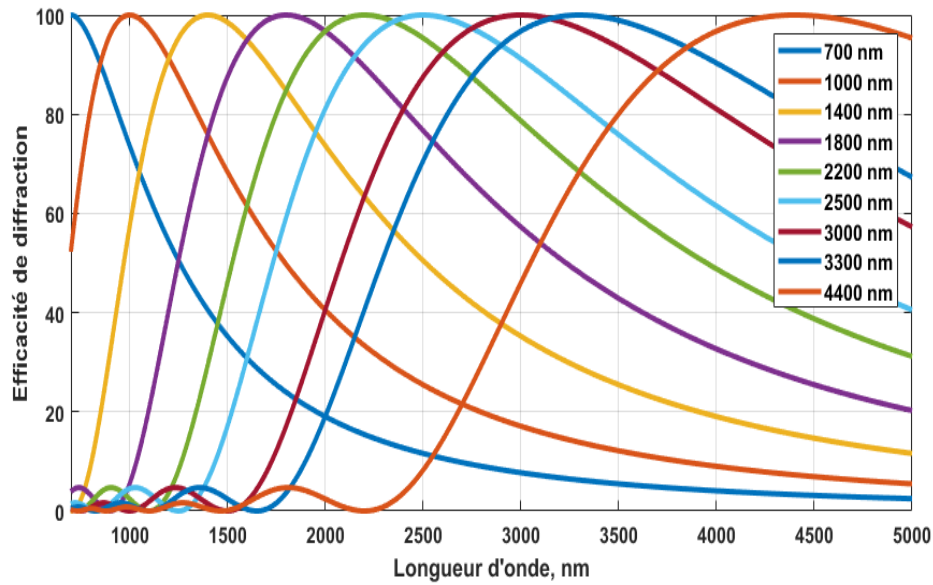


FIGURE 7.8 – Efficacités de diffraction de 9 profils blazés correspondant aux 9 longueurs d'onde de blaze comme montré sur la légende calculées par la théorie scalaire.

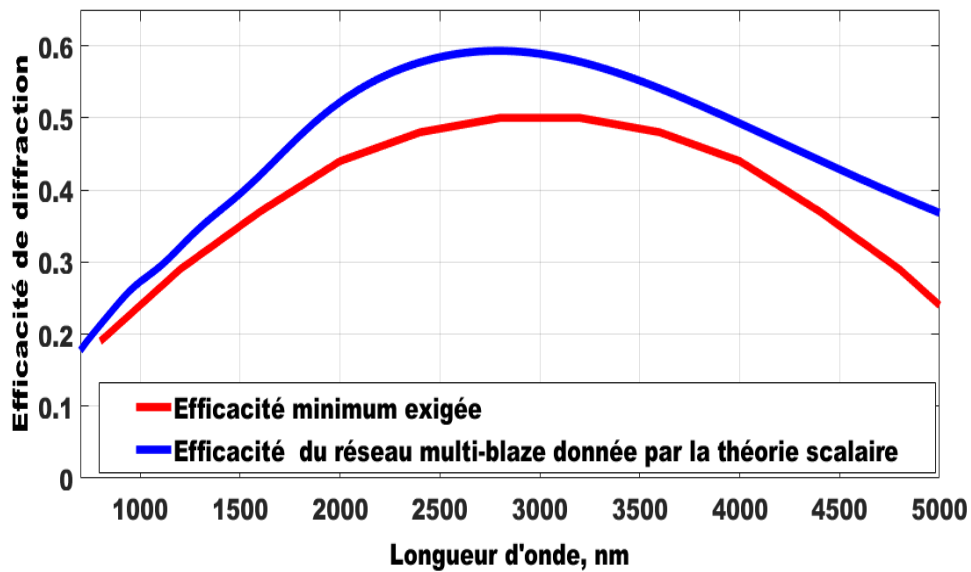


FIGURE 7.9 – Efficacités de diffraction du réseau multi-blaze avec profil idéal donnée par la théorie scalaire et comparée à la courbe minimum. Les 9 longueurs d'onde de blaze sont soumis à un même poids égal à $1/9$.

7.3.4 Etude de l'impact des profils réalistes sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation du réseau multi-blaze

7.3.4.1 Efficacité de diffraction

Nous avons construit 9 profils correspondant à ces longueurs d'onde de blaze (idéaux et réalistes) conformément à la figure 7.3 et nous avons modélisé un réseau avec 9 sections chacune avec sa propre longueur d'onde de blaze. Par la théorie rigoureuse implémentée sous PC-grate software, nous avons calculé les efficacités de diffraction du réseau multi-blaze en utilisant respectivement des profils idéal, moins et plus arrondis, avec les paramètres de réseau indiqués dans le tableau 7.1. Les figures 7.10, 7.11 et 7.12 montrent les courbes résultant de ces calculs et la comparaison avec les performances requises du réseau. On note que l'efficacité de diffraction du réseau multi-blaze, donnée par la théorie rigoureuse du profil idéal, est évidemment similaire à celle donnée par la théorie scalaire pour la polarisation TM.

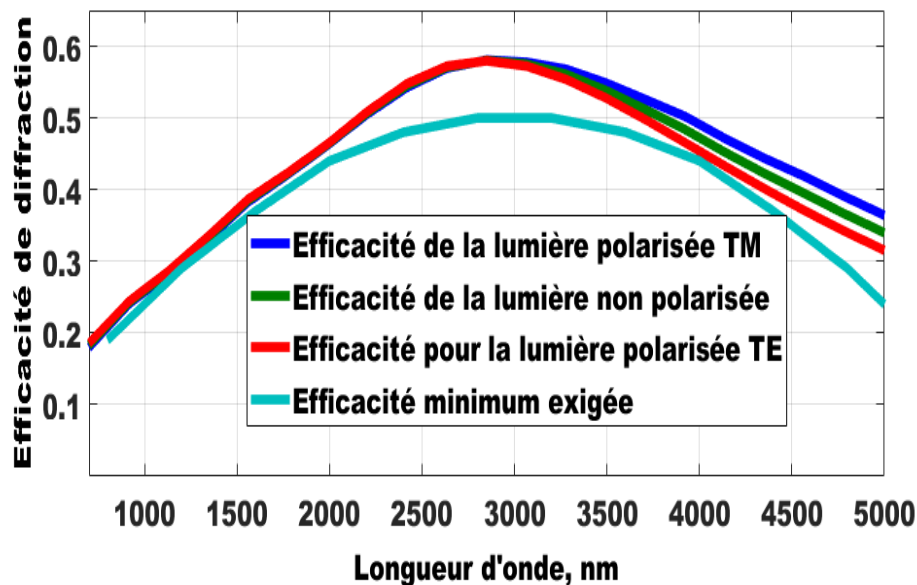


FIGURE 7.10 – Efficacité de diffraction du réseau multi-blaze donnée par la théorie rigoureuse en utilisant le profil idéal, avec les paramètres du réseau donnés dans le tableau 7.1.

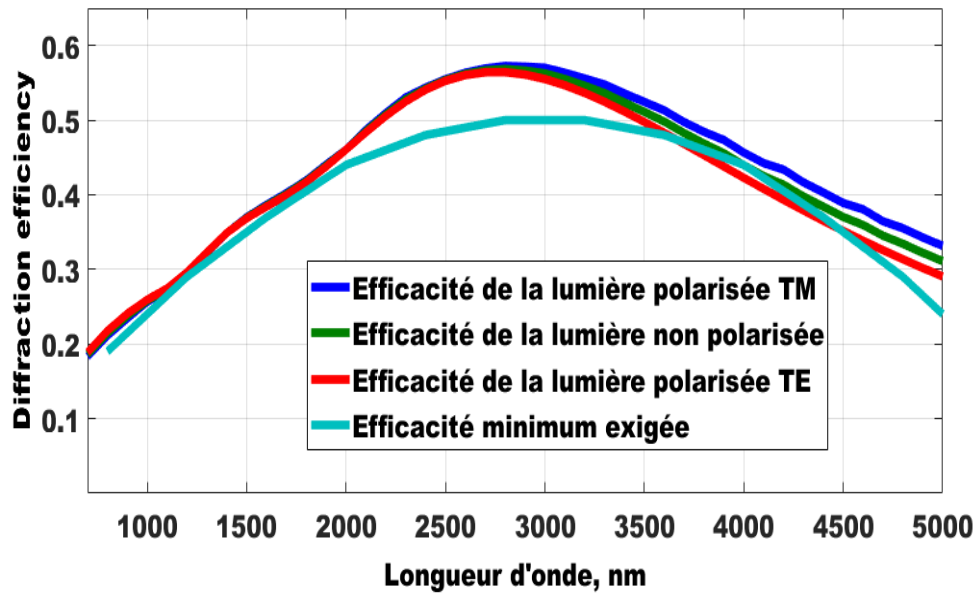


FIGURE 7.11 – *Efficacité de diffraction du réseau multi-blaze donnée par la théorie rigoureuse en utilisant les profils moins arrondis avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1*

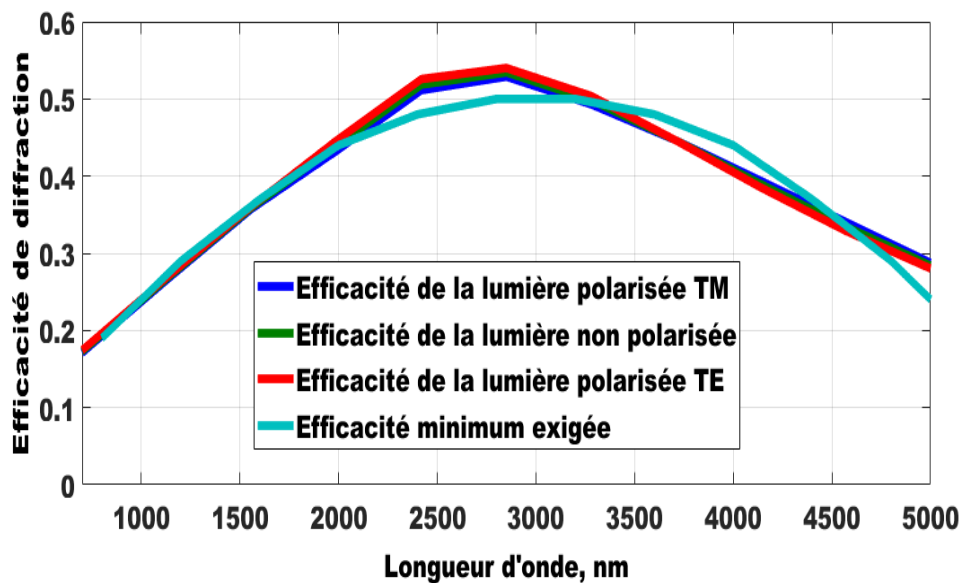


FIGURE 7.12 – *Efficacité de diffraction du réseau multi-blaze donnée par la théorie rigoureuse en utilisant les profils plus arrondis avec les paramètres réseau donnés dans le tableau 7.1.*

La comparaison entre les profils réaliste et idéal (figures 7.10, 7.11 et 7.12) montre que l'efficacité de diffraction diminue avec les profils arrondis. Une perte moyenne de 5% a été

calculée en passant du profil idéal à un profil plus arrondi. Cette perte d'énergie est due au fait que la hauteur et la période réelles des sillons diminuent avec le profils arrondis. Cette perte peut être plus élevée si les dégradations du réseau sont importantes et peut être évitée notamment en prévoyant une marge sur l'efficacité de diffraction lors de la conception du réseau.

7.3.4.2 Sensibilité à la polarisation du réseau

Un inconvénient important lors de l'utilisation d'un réseau comme élément dispersif est la sensibilité de polarisation relativement grande, c'est-à-dire que l'efficacité de diffraction est différente pour la polarisation TM et TE. Cette différence dépend de l'angle d'incidence, de la longueur d'onde et de la fréquence spatiale du réseau. La sensibilité à la polarisation du réseau peut être étudiée avec la théorie rigoureuse. L'équation 7.1 calcule cette dépendance comme le contraste ou le degré de polarisation appelé C :

$$C = \frac{\eta_{TE} - \eta_{TM}}{\eta_{TE} + \eta_{TM}} \quad (7.1)$$

où η_{TE} et η_{TM} sont respectivement les efficacités de diffraction pour la lumière polarisée TE et TM. La dépendance à la polarisation de ce réseau multi-blaze peut être déduite des courbes des figures 7.10, 7.11 et 7.12. La figure 7.13 représente cette dépendance comme le contraste ou le degré de polarisation pour des profils idéal et réalistes. Dans le cas de l'imageur hyperspectral Chandrayaan 2, le contraste de polarisation du réseau doit rester inférieur à 5%. Cette exigence est satisfaite sur presque toute la bande spectrale par les profils réalistes et plus de 80% de la bande par le profil idéal.

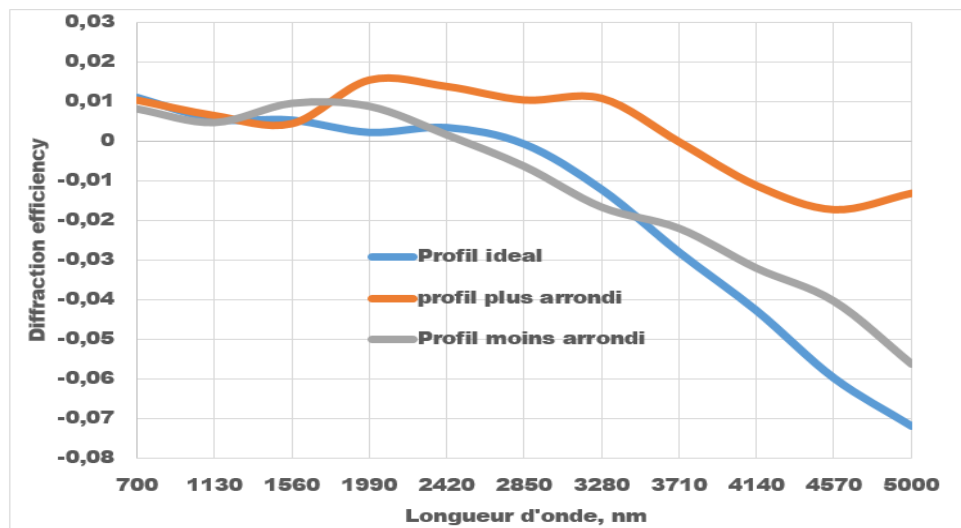


FIGURE 7.13 – *Contraste de polarisation du 1er ordre de diffraction d'un réseau multi-blaze basé sur la théorie rigoureuse en utilisant les profils idéal et réalistes.*

Si le profil réaliste diminue l'efficacité de diffraction, il réduit également le contraste de polarisation. Le contraste de polarisation est passé de 7,2% pour le profil idéal à moins de 2%

pour le profil plus arrondi, en particulier dans l'infrarouge moyen où la sensibilité est la plus élevée. Le calcul prouve qu'un moyen de réduire le contraste de polarisation consiste à adapter un profil de réseau plus lisse. Si l'efficacité de diffraction souhaitée est obtenue, une forme aplatie en haut et un fond arrondi des sillons réduit l'effet de la sensibilité de polarisation.

7.3.5 Efficacité de diffraction en fonction de l'angle d'incidence

Comme le réseau multi-blaze est convexe, l'angle d'incidence d'un front d'onde presque collimaté varie le long de sa surface. Pour une incidence de 27,12 degrés au centre du réseau, les angles d'incidence aux extrémités gauche et droite sont respectivement de 15,04 et 39,20 degrés. Par conséquent, l'efficacité de diffraction d'un réseau multi-blaze avec profil idéal en fonction de l'angle d'incidence est étudiée ci-dessous. La simulation est effectuée à une longueur d'onde de 3000 nm. L'efficacité de diffraction varie lentement en fonction de l'angle d'incidence sous 40 degrés (figure 7.14). Le contraste de polarisation en fonction de l'angle d'incidence est donné

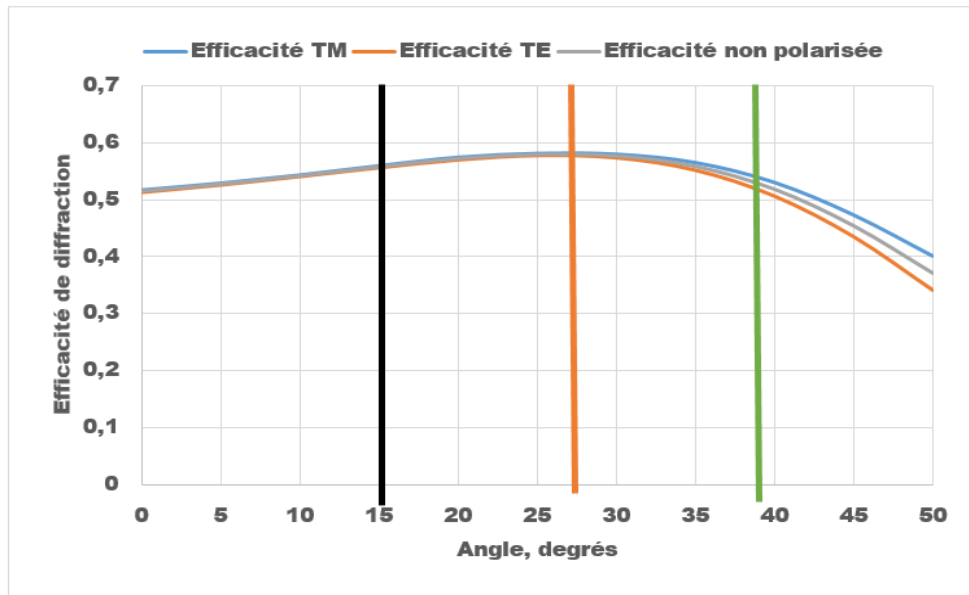


FIGURE 7.14 – Efficacité de diffraction pour le réseau multi-blaze, en fonction de l'angle d'incidence, donnée par la théorie rigoureuse utilisant le profil idéal. La ligne rouge indique l'angle d'incidence idéal (27,12 degrés). Les lignes noires et vertes indiquent respectivement les angles d'incidence aux bords gauche (15,04 degrés) et droit (39,19 degrés) du réseau.

à la figure 7.15.

Comme on peut le voir, le contraste de polarisation du réseau multi-blaze reste bien en dessous de la valeur requise de 5% à l'intérieur des limites de travail.

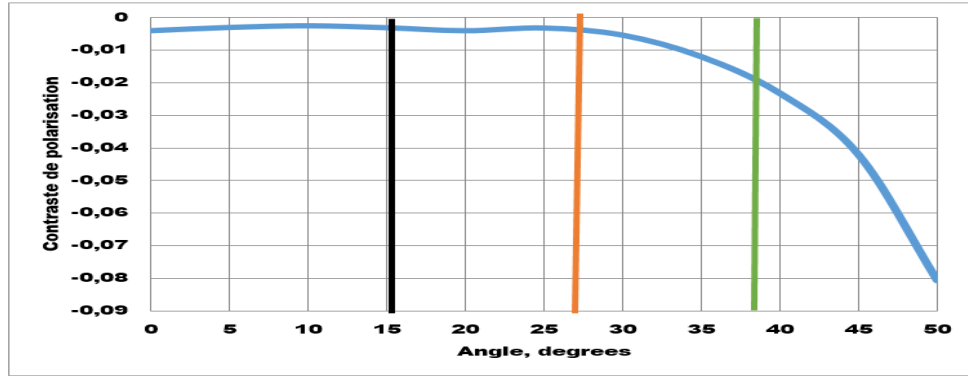


FIGURE 7.15 – *Contraste de polarisation du 1er ordre de diffraction pour un réseau multi-blaze, en fonction de l'angle d'incidence, basé sur une théorie rigoureuse utilisant un profil idéal. La ligne rouge indique l'angle d'incidence idéal (27,12 degrés). Les lignes noires et vertes indiquent respectivement les angles d'incidence aux bords gauche (15,04 degrés) et droit (39,19 degrés) du réseau.*

7.4 Conclusion

Les résultats obtenus avec un seul blaze ont montré qu'un tel réseau de diffraction ne peut pas couvrir une plage spectrale de 0,7 microns à 5 microns avec l'efficacité de diffraction requise. Par conséquent, nous avons proposé un réseau multi-blaze de neuf (9) sections optimisée chacune à sa propre longueur d'onde de blaze : 700, 1000, 1400, 1800, 2200, 2500, 3000, 3300 et 4400 nm. Le calcul de l'efficacité de diffraction en utilisant les théories rigoureuse et scalaire a montré qu'une telle conception couvre la bande spectrale donnée avec une efficacité correspondant aux spécifications requises. Malheureusement, les réseaux de diffraction présentent une sensibilité non négligeable à la polarisation. Nous avons également montré l'impact d'un profil arrondi tel que celui décrit à la figure 7.3 : l'efficacité de diffraction diminue avec les profils arrondis mais la sensibilité de polarisation est également réduite surtout dans l'infrarouge moyen. Nous avons également calculé le degré de polarisation du multi-blaze en fonction de l'angle d'incidence pour une longueur d'onde de 3000 nm. Les résultats montrent que lorsque l'angle d'incidence reste à l'intérieur des limites de travail, le contraste de polarisation reste faible.

Chapitre 8

Optimisation d'un réseau avec un profil de forme libre

8.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons procédé à la conception et modélisation d'un réseau multi-blaze de l'instrument hyperspectral Chandrayaan 2 en utilisant une approche intuitive d'approximation pour répondre aux besoins du réseau en termes d'efficacité de diffraction. Avec neuf longueurs d'onde de blaze, on arrive à placer la courbe de simulation dans la fourchette souhaitée par les utilisateurs finaux. Nous avons continué à travailler sur l'optimisation d'un réseau multi-blaze et dans ce chapitre, nous proposons une méthode d'optimisation de ce type de réseau, basée sur la théorie scalaire diffractive et la fonction *fsolve* de Matlab, c'est à dire une méthode qui permet de trouver le nombre de longueurs d'onde nécessaire, leurs valeurs ainsi que leurs poids pour que l'efficacité de diffraction souhaitée du réseau soit obtenue. Les résultats, dont nous présentons un résumé dans ce chapitre, ont été publiés dans le journal **Applied Optics de l'Optical Society of America volume 67 numéro 19** en 2018 (Annexe 2 pour plus de détails).

8.2 Optimisation du réseau multi-blaze

8.2.1 Les outils d'optimisation

8.2.1.1 La fonction *fsolve*

En plus de la théorie scalaire diffractive, la fonction *fsolve* [105] est le deuxième outil d'optimisation qui sera utilisé. C'est une fonction Matlab utilisée pour résoudre un système d'équations non linéaires.

$$x = fsolve(@functionname, x0, options) \quad (8.1)$$

Les arguments de la fonction *fsolve*

Le premier argument *functionname* est le nom du système d'équations non linéaires à résoudre. *functionname* est une fonction qui accepte un vecteur x et renvoie un vecteur F , les équations non linéaires évaluées en x . Le nom de la fonction peut être spécifié en tant que fonction *M-file*. Il s'agit d'une fonction Matlab telle que *functionname* doit correspondre au nom du fichier. Une fonction *M-file* n'est pas exécutable par elle-même, elle ne peut être appelée que dans d'autres commandes. Elle est définie par l'équation 8.2.

$$\begin{cases} \text{Function } F = \text{functionname}(x) \\ F = \text{Expression of the system} \end{cases} \quad (8.2)$$

Le deuxième argument x_0 est le vecteur initial arbitraire de x . C'est un vecteur dont les composantes sont les longueurs d'onde et leurs poids. Le nombre de ces composants est égal au nombre d'inconnues à déterminer. Le troisième argument *options* est la structure d'options créée avec l'outil *optimoptions*. *Optimoptions* permet de créer ou de modifier la structure des options d'optimisation : `Options = optimoptions('param1', value1, 'param2', value2, ...)` crée une structure d'options d'optimisation appelée *options*, dans laquelle les options spécifiées (paramètres) ont des valeurs spécifiées. *fsolve* utilise des algorithmes à grande et moyenne échelle. Certaines options s'appliquent aux deux algorithmes, certaines ne sont pertinentes que lors de l'utilisation de l'algorithme à grande échelle et d'autres ne sont pertinentes que lors de l'utilisation de l'algorithme à moyenne échelle. Dans notre cas, la structure des options permettra de définir l'algorithme que la fonction *fsolve* utilise pour résoudre le système d'équations non linéaires et donner les longueurs d'onde de blaze désirées ainsi que leurs poids.

8.2.1.2 Algorithmes

Par défaut, *fsolve* choisit l'algorithme à échelle moyenne basé sur les algorithmes des moindres carrés non linéaires [106]. Cette méthode est une procédure itérative dans laquelle la fonction objective est représentée par un modèle quadratique à l'intérieur d'un voisinage approprié (la région de confiance) de l'itération actuelle, comme l'indique l'expansion de la série de Taylor. Cette méthode ne peut être utilisée que lorsque le système d'équations est carré, c'est-à-dire que le nombre d'équations est égal au nombre d'inconnues. L'algorithme à échelle moyenne utilise deux autres méthodes pour lesquelles le système d'équations n'a pas besoin d'être carré :

1. La méthode de Gauss-Newton est une méthode pour minimiser une fonction objective somme des carrés. Elle suppose que la fonction objective est approximativement quadratique dans les paramètres proches de la solution optimale [106].
2. La méthode de Levenberg-Marquardt est une technique standard pour résoudre les problèmes des moindres carrés non linéaires. Cette méthode est une combinaison de deux méthodes : la méthode de descente en gradient et la méthode de Gauss-Newton [107].

Le deuxième algorithme utilisé par la fonction *fsolve* est l'algorithme à large échelle qui est un sous-espace de la méthode de région de confiance et est basé sur la méthode de Newton à réflexion intérieure [108], [109]. L'option Large échelle spécifie une préférence pour l'algorithme à utiliser. Ce n'est qu'une préférence car certaines conditions doivent être remplies pour

utiliser l'algorithme à large échelle. Pour cet algorithme, le système d'équations non linéaire ne peut pas être indéterminé ; c'est-à-dire que le nombre d'équations (le nombre d'éléments de F renvoyés par *functionname*) doit être au moins autant que le nombre d'inconnues, sinon l'algorithme à moyenne échelle est utilisé. Dans notre cas, le système d'équations non linéaires utilisé pour déterminer les longueurs d'onde de blaze n'est pas nécessairement carré et chaque équation du système n'est pas non plus quadratique. Alors, la méthode la plus appropriée pour résoudre ce système est l'algorithme de Levenberg-Marquardt. Cet algorithme convient même si le système peut ne pas avoir de racine. L'algorithme renvoie toujours une solution aussi proche que possible de la racine. L'idée est de construire des systèmes d'équations m (constantes) avec n variables, n variant de 2 (mono-blaze) à N . Ici N représente le nombre minimum de longueurs d'onde de blaze et leurs poids qui résultera du processus de l'optimisation.

8.2.2 Etude de cas d'un réseau opérant dans la bande du visible à l'infrarouge onde courte

8.2.2.1 Spécifications techniques

L'étude de cas considérée dans cet article est l'optimisation d'un réseau convexe fonctionnant dans le domaine visible de l'infrarouge à onde courte. Il s'agit d'un réseau de l'Instrument hyperspectral THEO (Technologies for Hyperspectral Earth Observation) développé par AMOS pour le compte de l'ESA. L'optimisation est valable pour toute forme de substrat tant que la courbure n'induit pas une grande déviation d'angle incident. La méthode sera appliquée à un réseau avec un profil sans aucun axe de symétrie de translation ou de rotation (profil de forme libre). Ce choix est dicté par le fait qu'un réseau de diffraction avec un tel profil offre à un imageur hyperspectral en configuration Offner plusieurs avantages optiques [5].

- Il a une structure très compacte avec conséquences immédiates d'une diminution de la masse et du volume.
- Il a un large champ de vision et des performances constantes.
- Il a plusieurs degrés de liberté ce qui améliore la qualité de l'image.
- Il a moins d'éléments optiques et des conceptions innovantes.

Les spécifications techniques sont regroupées dans le tableau 8.1.

Item	Exigences du réseau
Type de réseau	Réseau en réflexion
Profil	réseau blazé
Bande spectrale	400-2500 nm
Diamètre	30 mm
Période	40 traits/mm
Ordre d'optimisation	± 1
Angle d'incidence	5°

TABLE 8.1 – *Spécifications techniques du réseau*

8.2.2.2 Exigences en efficacité de diffraction

L'efficacité de diffraction souhaitée est donnée par la courbe de la figure 8.1 : la courbe est basée sur les performances d'un spectromètre typique. Il est influencé par les coatings du miroir, la sensibilité et l'efficacité du détecteur et la luminance spectrale de la scène à observer. L'objectif est de maximiser la réponse spectrale globale de l'instrument en proposant un réseau avec une courbe d'efficacité de diffraction la plus haute possible par rapport à la courbe de référence.

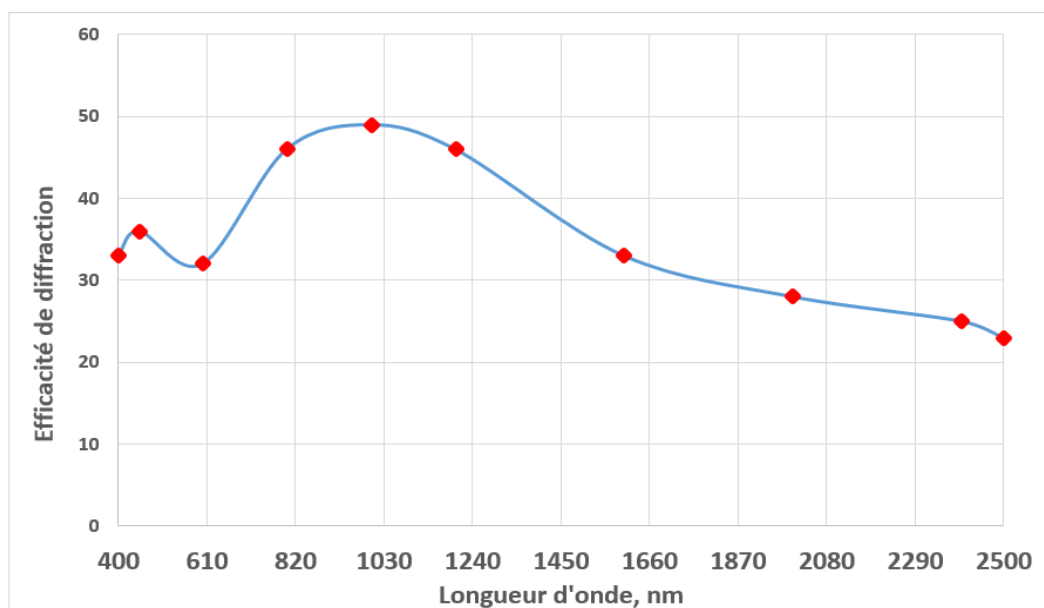


FIGURE 8.1 – Efficacité de diffraction exigée correspondant aux spécifications du réseau dans le tableau 8.1. Les points rouges représentent les points sélectionnés pour l'optimisation.

8.2.2.3 Détermination des longueurs d'onde de blaze

Tout d'abord, on détermine les valeurs d'efficacité de diffraction η pour plusieurs longueurs d'onde discrètes (échantillonnage spectral). Deuxièmement, on ajoute une marge variable x pour prévoir déjà une dégradation réaliste avec un réseau expérimental (tolérance de fabrication) afin que l'algorithme trouve lui-même la marge qui convient pour avoir une efficacité de diffraction la plus maximale possible.

1. $\eta (\lambda = 400 \text{ nm}) = 0,33 + x$
2. $\eta (\lambda = 450 \text{ nm}) = 0,36 + x$
3. $\eta (\lambda = 600 \text{ nm}) = 0,32 + x$
4. $\eta (\lambda = 800 \text{ nm}) = 0,46 + x$
5. $\eta (\lambda = 1000 \text{ nm}) = 0,49 + x$

6. $\eta (\lambda = 1200 \text{ nm}) = 0,46 + x$
7. $\eta (\lambda = 1600 \text{ nm}) = 0,33 + x$
8. $\eta (\lambda = 2000 \text{ nm}) = 0,28 + x$
9. $\eta (\lambda = 2400 \text{ nm}) = 0,25 + x$
10. $\eta (\lambda = 2500 \text{ nm}) = 0,23 + x$

On aura des systèmes d'équations à n variables, n variant de n = 2 (mono-blaze) à n = N (multi-blaze), N étant le nombre minimum de longueurs d'onde de blaze, leurs poids et la marge qui résulteront du processus d'optimisation. La marge x sera définie en même temps que les systèmes.

8.2.2.3.1 Réseau mono-blaze

Il faut d'abord voir si une solution mono-blaze peut répondre aux exigences de ce réseau en termes d'efficacité de diffraction. La fonction F qui donne le système d'équations non linéaires pour ce réseau est donnée par l'expression suivante :

```
function F=systeme1(x)
F=[(sin(pi*(x(1)/400)-1))/(pi*(x(1)/400)-1))^2-(0.33+x(2));
(sin(pi*(x(1)/450)-1))/(pi*(x(1)/450)-1))^2-(0.36+x(2));
(sin(pi*(x(1)/600)-1))/(pi*(x(1)/600)-1))^2-(0.32+x(2));
(sin(pi*(x(1)/800)-1))/(pi*(x(1)/800)-1))^2-(0.46+x(2));
(sin(pi*(x(1)/1000)-1))/(pi*(x(1)/1000)-1))^2-(0.49+x(2));
(sin(pi*(x(1)/1200)-1))/(pi*(x(1)/1200)-1))^2-(0.46+x(2));
(sin(pi*(x(1)/1600)-1))/(pi*(x(1)/1600)-1))^2-(0.33+x(2));
(sin(pi*(x(1)/2000)-1))/(pi*(x(1)/2000)-1))^2-(0.28+x(2));
(sin(pi*(x(1)/2400)-1))/(pi*(x(1)/2400)-1))^2-(0.25+x(2));
(sin(pi*(x(1)/2500)-1))/(pi*(x(1)/2500)-1))^2-(0.23+x(2));
x(2)>0;
x(2)<=0.51];
```

Dans ce système, chaque équation du système définit la valeur de l'efficacité de diffraction requise pour une longueur d'onde donnée en utilisant la théorie scalaire de la diffraction. Le nom de la fonction « systeme1 » doit correspondre au nom du fichier correspondant à ce système. Les variables x (1) et x(2) représentent respectivement la longueur d'onde de blaze du réseau mono-blaze et la marge (à déterminer). La marge est ajoutée pour prévoir les dégradations du réseau lors de la fabrication et doit être supérieure à zéro mais inférieure à la différence entre une efficacité de 100% et l'efficacité maximale (49%), sur la courbe de référence, qui se trouve à une longueur d'onde de 1000 nm. Cela signifie qu'on suppose qu'on peut avoir une efficacité de 100% à 1000 nm et donc que la valeur de 51% est la plus grande valeur que peut avoir la marge. Cette longueur d'onde de blaze existe-t-elle pour répondre aux exigences du réseau ? Pour répondre à cette question, ce système doit être résolu en utilisant l'algorithme de Levenberg-Marquardt. Il s'agit d'un algorithme d'analyse numérique utilisé pour résoudre un système de problèmes non linéaires. Actuellement, cette méthode est implémentée dans Matlab

par la fonction *fsolve* dont la syntaxe est donnée par l'équation 8.3 et le reste est expliqué avec la routine MatLab comme illustration du principe. Les développements mathématiques de cet algorithme sont détaillés dans les articles cités en référence pour les lecteurs intéressés.

$$\begin{cases} x0 = p; \\ options = optimoptions(@fsolve,'Algorithm','Levenberg - marquardt'); \\ x = fsolve(@systeme1, x0, options) \end{cases} \quad (8.3)$$

Dans ce code, *x0* est le vecteur initial arbitraire avec deux composantes car il y a deux variables à déterminer : La longueur d'onde de blaze *x*(1) et la marge *x*(2). Les options sont définies par l'outil *optimoptions* qui a dans ce cas deux arguments : le premier indique le solveur utilisé, le second et le troisième sa méthode (Levenberg-Marquardt). Enfin, la fonction *fsolve* donne la solution du système. Il a trois arguments : le premier est une fonction (@ plus le nom du fichier correspondant au système) qui est une valeur Matlab qui fournit un moyen d'appeler une fonction indirectement, le deuxième argument correspond au vecteur initial et le troisième appelle les options définies. Selon le vecteur initial *x0* choisi, le système admet deux solutions regroupées dans le tableau 8.2. Intuitivement, on sait qu'une solution mono-blaze ne convient à ce problème. La meilleure solution du système sera une solution dont la courbe d'efficacité de diffraction est plus haute par rapport à la courbe de référence sur une grande partie ou la totalité de la bande spectrale. La surface sous la courbe de référence est de 744,80 UA (unité arbitraire).

X0	Solution du système	Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe de référence
(550 ; 0.4)	(648 ; 0.08)	Déficit en différence relative de surface de 8.86% sur 61.90 % de la bande spectrale
(850 ; 0.4)	(915 ; 0.09)	Déficit en différence relative de surface de 6.96% sur 20.95 % de la bande spectrale

TABLE 8.2 – Solutions valables du système et positions de leurs courbes de simulation par rapport à la courbe de référence

D'après le tableau 8.2, la meilleure solution est (915 ; 0.09) c'est-à-dire une longueur d'onde de blaze de 915 nm et une marge moyenne de 9% car elle donne une courbe supérieure à celle de référence sur 79.05% de la bande avec un déficit de 6.96% sur le reste de la bande. L'efficacité de diffraction du réseau mono-blaze avec cette longueur d'onde blaze calculée en utilisant la théorie scalaire est donnée à la figure 8.2.

La surface sous la courbe de référence est de 744,80 UA (unité arbitraire). Par rapport à la courbe de référence, la courbe de simulation est inférieure sur 20,95% de la bande spectrale avec un déficit de surface de 51.85 UA dans cette bande soit un déficit en différence relative de 6,96%. L'idéal est d'avoir une courbe supérieure à la courbe de référence sur toute la bande spectrale avec une marge aussi élevée que possible. Cette solution ne répond donc pas aux exigences en termes d'efficacité de diffraction du réseau sur toute la bande spectrale. Le réseau mono-blaze ne convient pas dans ce cas. On va maintenant voir si une solution à deux longueurs d'onde de blaze peut résoudre ce problème.

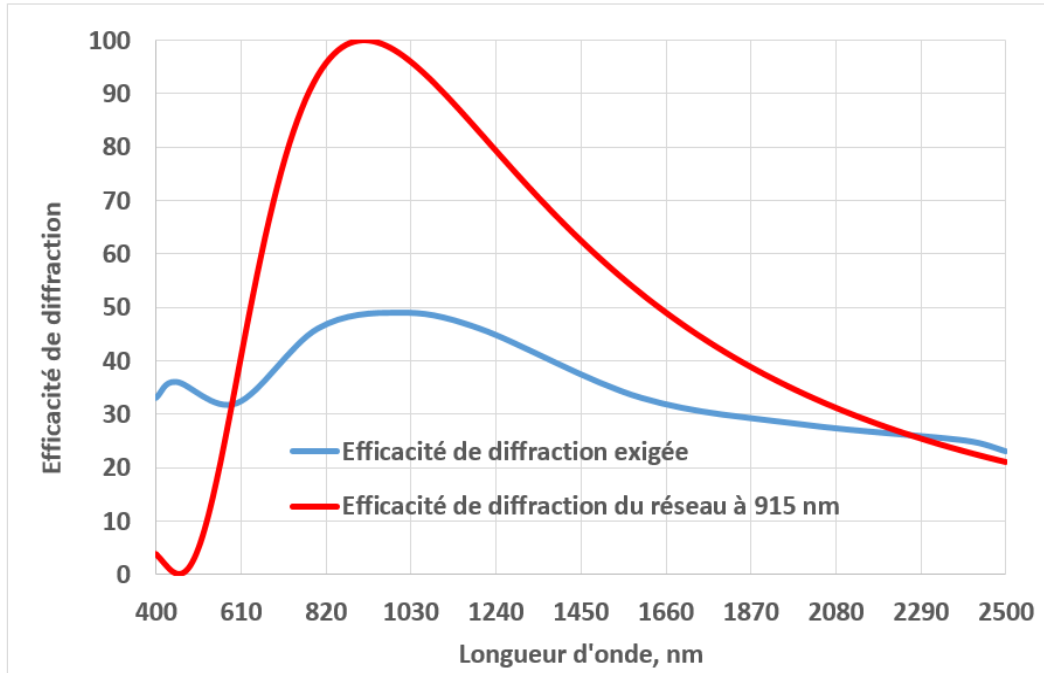


FIGURE 8.2 – Efficacité de diffraction du réseau à une longueur d’onde de blaze 915 nm correspondant aux spécification du tableau 8.1 et comparée aux courbes de référence.

8.2.2.3.2 Réseau à double longueurs d’onde de blaze

Selon les résultats ci-dessus, un réseau simple blaze ne peut pas répondre aux exigences du réseau en termes d’efficacité de diffraction. Dans cette section, nous étudions si un réseau à double blaze peut être suffisant pour répondre aux exigences en termes d’efficacité de diffraction. Le système défini par la fonction F sera un système à cinq variables : deux longueurs d’onde blaze $x(1)$ et $x(2)$, leurs poids $x(3)$ et $x(4)$ et la marge $x(5)$. La solution sera valable si chaque poids est positif et que la somme des poids est égale à 1. En pratique, le facteur de pondération correspondra à une section de surface proportionnelle du réseau complet.

```

function F=systeme2(x)
F=[ (sin(pi*(x(1)/400)-1))/(pi*(x(1)/400-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/400)-1))/(pi*(x(2)/400-1))^2*x(4)-(0.33+x(5));
((sin(pi*(x(1)/450)-1))/(pi*(x(1)/450-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/450)-1))/(pi*(x(2)/450-1))^2*x(4)-(0.36+x(5));
((sin(pi*(x(1)/600)-1))/(pi*(x(1)/600-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/600)-1))/(pi*(x(2)/600-1))^2*x(4)-(0.32+x(5));
((sin(pi*(x(1)/800)-1))/(pi*(x(1)/800-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/800)-1))/(pi*(x(2)/800-1))^2*x(4)-(0.46+x(5));
((sin(pi*(x(1)/1000)-1))/(pi*(x(1)/1000-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/1000)-1))/(pi*(x(2)/1000-1))^2*x(4)-(0.49+x(5));
((sin(pi*(x(1)/1200)-1))/(pi*(x(1)/1200-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/1200)-1))/(pi*(x(2)/1200-1))^2*x(4)-(0.46+x(5));
((sin(pi*(x(1)/1600)-1))/(pi*(x(1)/1600-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/1600)-1))/(pi*(x(2)/1600-1))^2*x(4)-(0.33+x(5));
((sin(pi*(x(1)/2000)-1))/(pi*(x(1)/2000-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/2000)-1))/(pi*(x(2)/2000-1))^2*x(4)-(0.28+x(5));
((sin(pi*(x(1)/2400)-1))/(pi*(x(1)/2400-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/2400)-1))/(pi*(x(2)/2400-1))^2*x(4)-(0.25+x(5));
((sin(pi*(x(1)/2500)-1))/(pi*(x(1)/2500-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/2500)-1))/(pi*(x(2)/2500-1))^2*x(4)-(0.23+x(5));
x(3)-abs(x(3));
x(4)-abs(x(4));
x(5)>0;
x(5)<=0.51;
(x(3)+x(4))-1];

```

Ici, il y a cinq variables à déterminer en utilisant l'algorithme de Levenberg-Marquardt comme décrit dans l'équation 8.3. Le vecteur initial x_0 aura alors cinq composantes. En utilisant l'équation 8.3, quelles que soient les valeurs des composantes de x_0 , nous trouvons une seule solution valable : (487 ; 1212 ; 0,5 ; 0,5 ; 0.06) c'est-à-dire deux longueurs d'onde de blaze (487 nm et 1212 nm), leur poids 0,5 et une marge de 0.06. Les efficacités de diffraction des sous-réseaux correspondant à ces longueurs d'onde de blaze sont données à la figure 8.3 et celle du réseau à double blazes à la figure 8.4. Ces efficacités de diffraction sont calculées à l'aide de la théorie scalaire.

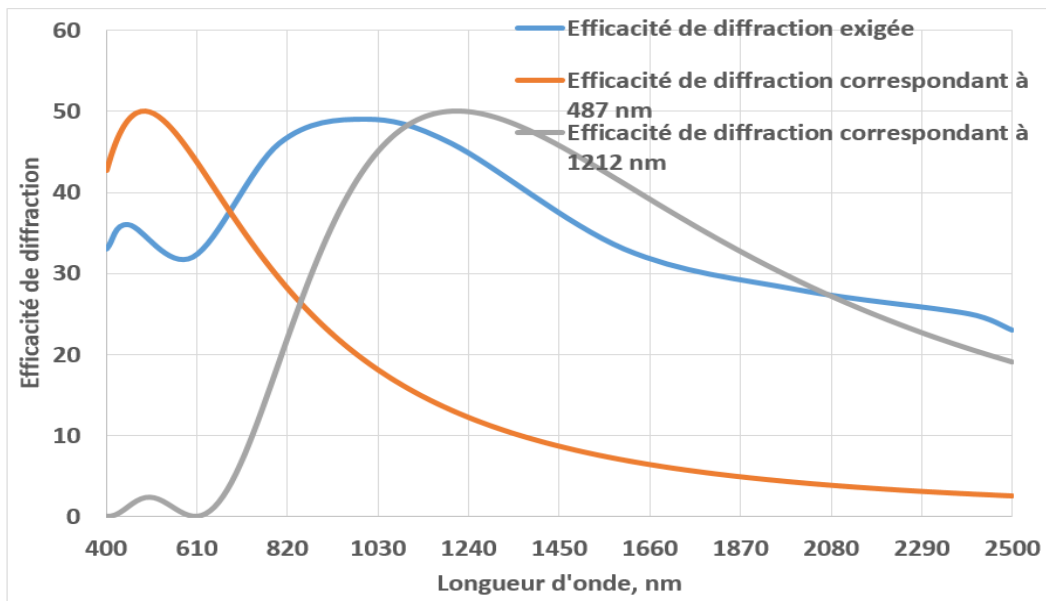


FIGURE 8.3 – Efficacités de diffraction des sous-réseaux correspondant aux longueurs d'onde de blaze 487 nm and 1212 nm avec un poids de 0.5 chacune

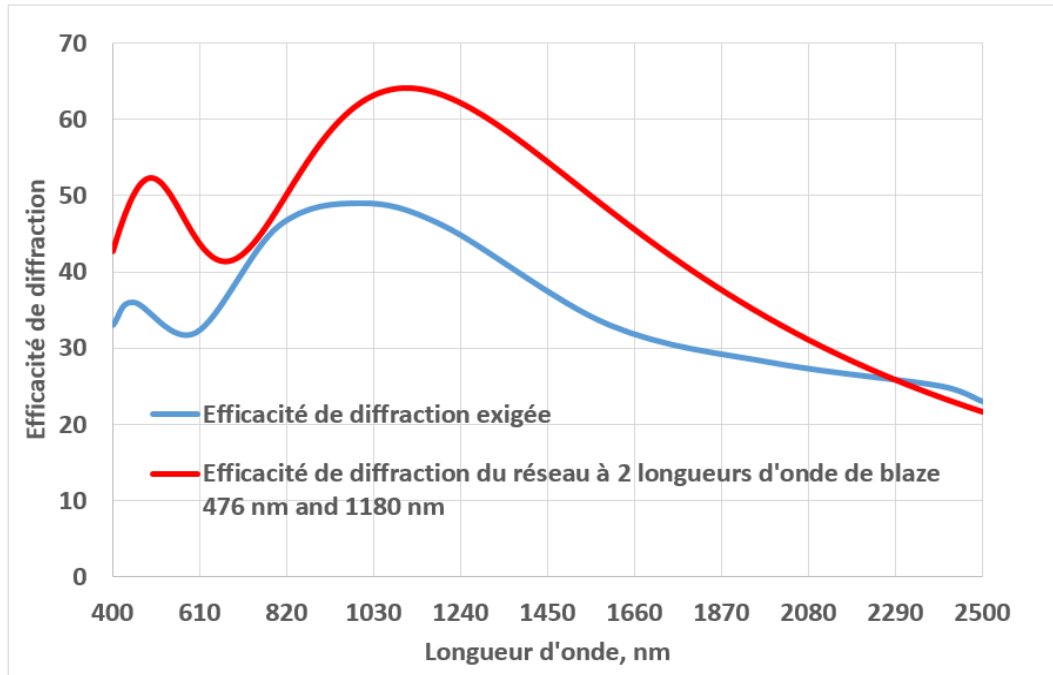


FIGURE 8.4 – Efficacité de diffraction du réseau optimisé à 2 longueurs d’onde de blaze 487 nm and 1212 nm avec un poids de 0.5 chacune correspondant aux spécifications du réseau du tableau 8.1

Le tableau 8.3 donne la position de la courbe de simulation du réseau correspondant à ces deux longueurs d’onde de blaze par rapport à celle de référence.

X0	Solution du système	Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe de référence
(550 ; 1050 ; 0.4 ; 0.6 ; 0.4)	(487 ; 1212 ; 0.5 ; 0.5 ; 0.06)	Déficit en différence relative de 0.32% sur 10% de la bande spectrale

TABLE 8.3 – Position de la courbe de simulation du réseau à 2 longueurs d’onde de blaze de 487 nm et 1212 nm avec un poids de 0.5 chacune, par rapport à celle de référence .

La courbe de simulation du réseau correspondant à ces deux longueurs d’onde de blaze a un déficit en différence relative de surface de 0.32% sur 10% de la bande spectrale . Cette solution montre qu’on se rapproche de la meilleure solution et voyons si une solution à trois blazes peut l’améliorer.

8.2.2.3.3 Réseau à 3 longueurs d'onde de blaze

Comme pour le cas de deux longueurs d'onde de blaze, le système est construit de la même manière et il y a maintenant sept variables représentant les trois longueurs d'onde de blazes $x(1)$, $x(2)$ et $x(3)$, leurs poids $x(4)$, $x(5)$ et $x(6)$ ainsi que la marge $x(7)$ qui sont déterminées par l'équation 8.3. La solution sera valable si chaque poids est positif et la somme des poids est égale à 1. Puisqu'il y a sept variables à déterminer, le vecteur initial x_0 aura sept composantes. L'équation 8.3 donne une seule solution valable $x = (466 ; 1069 ; 2560 ; 0.42 ; 0.43 ; 0.15 ; 0.06)$ quel que soit le vecteur initial x_0 . Trois longueurs d'onde de blaze 466 nm, 1069 nm et 2560 nm et leurs poids respectifs 0.42 ; 0.43 et 0.15 ainsi qu'une marge moyenne de 0.06. Les efficacités de diffraction des sous-réseaux optimisés à ces différentes longueurs d'onde en tenant compte de leurs poids sont données à la figure 8.5 et celle d'un réseau multi-blaze optimisé à ces trois longueurs d'onde de blaze à la figure 8.6. Ces efficacités de diffraction sont calculées en utilisant la théorie scalaire.

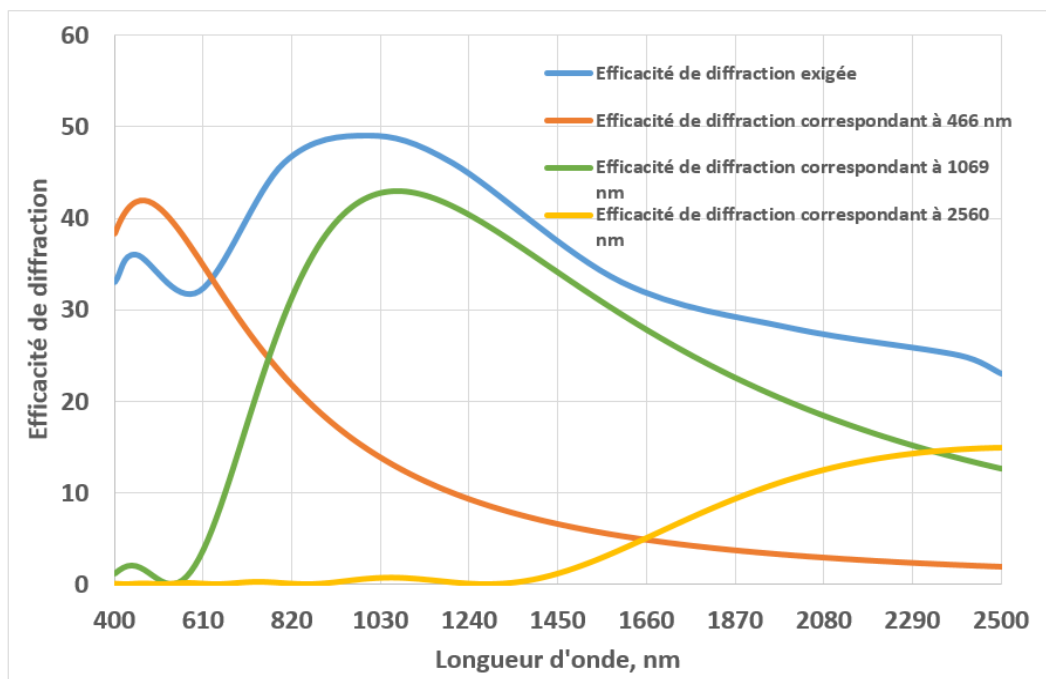


FIGURE 8.5 – Efficacités de diffraction des sous-réseaux correspondant aux 3 longueurs d'onde de blaze 466 nm, 1069 nm et 2560 nm respectivement de poids 0.42, 0.43 et 0.15.

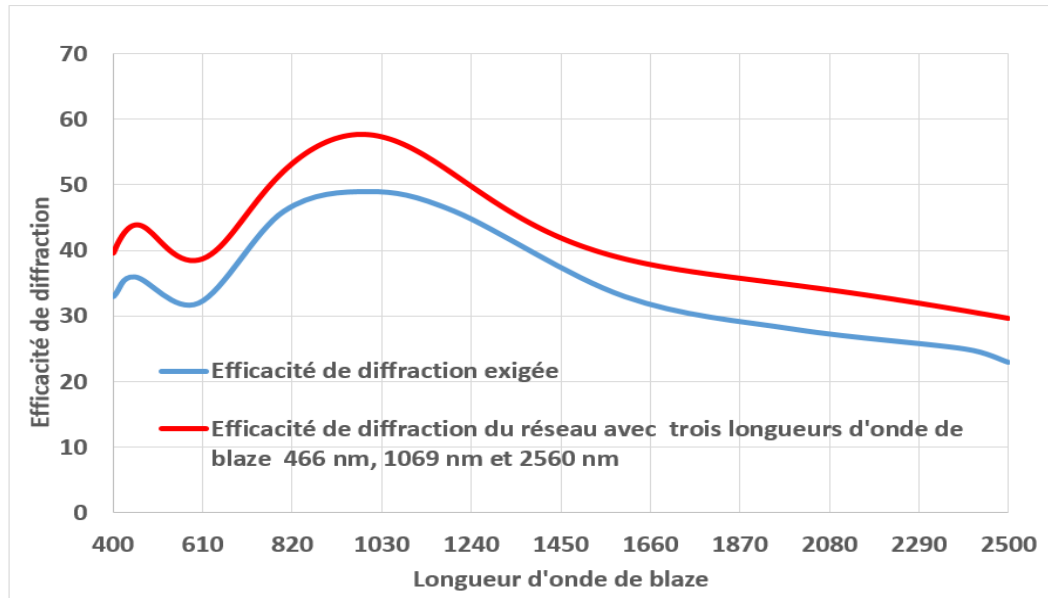


FIGURE 8.6 – Efficacité de diffraction d'un réseau optimisé aux 3 longueurs d'onde de blaze 466 nm, 1069 nm et 2560 nm respectivement de poids 0.42, 0.43 et 0.15 correspondant aux spécifications du réseau du tableau 8.1.

Le tableau 8.4 donne la position de la courbe de simulation par rapport à la courbe de référence.

X0	Solution du système	Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe de référence
(550 ; 950 ; 1350 ; 0.2 ; 0.3 ; 0.5 ; 0.4)	(466 ; 1069 ; 2560 ; 0.42 ; 0.43 ; 0.15 ; 0.06)	Pas de déficit mais un surplus en différence relative de surface de 17.75 % sur toute la bande spectrale

TABLE 8.4 – Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe de référence

D'après les résultats du tableau 8.4 et de la figure 8.6, il est évident que la solution du système (466 ; 1069 ; 2560 ; 0,42 ; 0,43 ; 0,15 ; 0.06), c'est-à-dire trois longueurs d'onde de blaze (466 nm, 1069 nm et 2560 nm) ainsi que leurs poids respectifs 0,42, 0,43 et 0,15 avec une marge de 6% donne la meilleure configuration du réseau. Les résultats montrent que la courbe de simulation est supérieure à la courbe de référence avec un surplus en différence relative de surface de 17.75% sur toute la bande spectrale. Cette solution est la meilleure configuration du réseau pour répondre en termes d'efficacité de diffraction.

De ce qui précède, il est évident que c'est la configuration à trois longueurs d'onde de blaze qui donne des résultats pleinement satisfaisants. La meilleure solution à ce problème est donc celle avec les trois longueurs d'onde de blaze 466 nm, 1069 nm et 2560 nm. En ce qui concerne le processus de fabrication, les poids respectifs dictent la surface proportionnelle du réseau à graver avec les paramètres de chaque blaze. Une fois le nombre de longueurs d'onde de blaze

nécessaires, leurs valeurs et leurs poids trouvés, le réseau est subdivisé en différentes bandes correspondant au nombre de longueurs d'onde de blaze et proportionnellement à leur poids. Dans chaque bande est gravé un réseau optimisé à sa propre longueur d'onde de blaze. Le réseau devient alors un ensemble de sous-réseaux de même période. On peut également alterner les blazes à la surface du réseau en utilisant leur fréquence mais en respectant le poids alloué à chaque sous-bande et donc à chaque blaze. Dans tous les cas, les sous-bandes sont perpendiculaires aux sillons du réseau. Avec ces dispositions de sous-bandes (perpendiculaires aux sillons de réseau) proposées, la résolution spectrale sera la même car le nombre effectif des sillons de réseau par bande ne change pas. La résolution spectrale est la capacité de résoudre deux longueurs d'onde λ_1 et $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$ et dépend généralement non seulement du réseau mais aussi des dimensions et des emplacements des fentes d'entrée et de sortie (ou éléments détecteurs), des aberrations dans les images et du grossissement des images. La différence de longueur d'onde minimale $\Delta\lambda$ (également appelée limite de résolution, ou simplement résolution) entre deux longueurs d'onde qui peuvent être résolues sans ambiguïté peut être déterminée en convoluant l'image de l'ouverture d'entrée (au niveau du plan d'image) avec l'ouverture de sortie (ou élément détecteur). Cette mesure de la capacité d'un système de réseau à résoudre des longueurs d'onde voisines est sans doute plus pertinente que le pouvoir de résolution, car elle prend en compte les effets d'image du système.

8.3 Superposition des ordres de diffraction

L'aspect le plus gênant du comportement des ordres multiples est que les spectres successifs se chevauchent. Considérons le résultat de l'optimisation, qui correspond à 3 longueurs d'onde de blaze $\lambda_1 = 466$ nm (avec un poids de 0,42), $\lambda_2 = 1067$ nm (avec un poids de 0,43), $\lambda_3 = 2560$ nm (avec un poids de 0,15). Une lumière d'une longueur d'onde de 2560 nm sera diffractée à 100% par le sous-réseau optimisé à λ_3 dans l'ordre ± 1 à un angle de diffraction θ . Il a un poids de 0,15 et donc sa contribution à l'efficacité totale du réseau multi-blaze est de 15 %. Le même sous-réseau envoie dans la même direction θ , une efficacité de 15% d'une lumière de longueur d'onde de 1280 nm dans l'ordre ± 2 . Cela signifie qu'un détecteur sensible à ces deux longueurs d'onde pourra voir les deux simultanément. Cette superposition de longueurs d'onde, qui conduirait à des données erronées, est inhérente à l'équation de réseau elle-même et doit être évitée par des filtres dichroïques appropriés qui permettent à certaines longueurs d'onde (bande visible par exemple) de passer à un détecteur sensible et de renvoyer d'autres à un autre détecteur.

8.4 Conclusion

Les utilisateurs de réseaux de diffraction définissent les exigences liées aux conditions d'utilisation ainsi qu'à leurs performances et souhaitent disposer des paramètres techniques répondant à leurs spécifications. La méthode proposée permet d'optimiser un réseau de diffraction pour répondre aux besoins notamment en termes d'efficacité de diffraction. Nous avons expliqué comment implémenter un algorithme pour résoudre un système d'équations non linéaires

et pas nécessairement carrées pour optimiser un réseau multi-blaze. L'algorithme utilise la méthode de Levenberg-Marquardt par l'outil d'optimisation *fsolve*. Cet outil permet, par la théorie scalaire, de voir si oui ou non un réseau simple blaze est suffisant pour répondre aux exigences d'efficacité de diffraction. Si la réponse est non, on peut déterminer les longueurs d'onde de blaze du réseau multi-blaze qui satisfont aux exigences du réseau en faisant varier le nombre de variables du système et donc des longueurs d'onde de blaze de 2 (mono-blaze) à N (le nombre minimum de longueurs d'onde de blaze, de leurs poids et de la marge qui résultera du processus d'optimisation). Dans chaque cas, l'efficacité de diffraction est calculée en utilisant la théorie scalaire pour déterminer le nombre de longueurs d'onde de blaze et leurs valeurs. Nous avons présenté un exemple qui conduit à la configuration de réseau à trois longueurs d'onde de blaze 466 nm, 1069 nm et 2560 nm comme le meilleur résultat du processus d'optimisation. A l'étape suivante, on peut utiliser ces paramètres et vérifier les performances avec une théorie vectorielle rigoureuse de la diffraction. Cela apportera des informations sur la sensibilité à la polarisation.

Chapitre 9

Nouvelle conception du réseau convexe pour l'instrument hyperspectral Chandrayaan 2 pour l'observation de la Lune dans l'infrarouge

9.1 Contexte du problème

L'imageur hyperspectral Chandrayaan 2 est une sonde spatiale lunaire de l'agence spatiale indienne, ISRO (Indian Space Research Organisation) qui a été lancée le 22 juillet 2019 et qui est destinée à l'observation de la lune dans la bande infrarouge. L'imageur est opérationnel sur orbite et fournit de très belles images de la surface lunaire. Nous avons travaillé sur l'optimisation du réseau de l'instrument, en partenariat avec Advanced Mechanical and Optical Technology (AMOS), et les résultats ont été publiés dans le journal **International Journal of Latest Research in Science and Technology Volume 5, Issue 2** en 2016. L'intégralité de l'article se trouve en annexe 1. Mais nous avons continué à travailler sur l'optimisation d'un réseau multi-blaze et nous avons trouvé une méthode d'optimisation décrite dans le chapitre 8. Nous avons jugé bon de revenir sur cet article pour appliquer cette méthode au réseau de l'instrument Chandrayaan 2. Ceci nous a permis de passer d'une conception de 9 longueurs d'onde de blaze à une conception de 3 longueurs d'onde de blaze avec pratiquement les mêmes résultats ce qui présente un avantage optique et de fabrication non négligeable. Ces nouveaux résultats que nous présentons dans ce chapitre ont été publiés dans le même journal **International Journal of Latest Research in Science and Technology** en 2019 et l'entièreté de l'article se trouve en annexe 3.

9.2 Conception et modélisation du réseau

9.2.1 Introduction

Les spécifications du réseau (voir tableau 7.1) exigent une période de $50 \mu\text{m}$ avec une bande spectrale de fonctionnement allant de $0,7$ à $5 \mu\text{m}$. Comme nous l'avons vu au chapitre 7, un réseau multi-blaze est prédit comme la seule solution viable à ce problème. Le choix des longueurs d'onde de blaze, leurs valeurs et leurs poids sont dictés par l'efficacité de diffraction requise définie par la figure (9.1). Ce chapitre portera sur l'optimisation du réseau de diffraction de Chandrayaan 2. L'objectif est de répondre aux exigences, en particulier au comportement spectral de l'efficacité de la diffraction et de la sensibilité de polarisation.

9.2.2 Détermination des longueurs d'onde de blaze par notre méthode d'optimisation

Les outils d'optimisation qui seront utilisés sont la théorie scalaire et la fonction *fsolve* comme expliqué au chapitre 8. La théorie rigoureuse représentée par la théorie PCGrate software sera utilisée aussi pour vérifier les performances, étudier l'impact des profils réalistes sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation. Nous allons d'abord déterminer certaines valeurs d'efficacité de diffraction η sur la courbe de référence souhaitée qui diffère de 15% en moyenne de la courbe minimum tel qu'on le voit sur la figure 9.1. Ensuite, on ajoute une marge variable qui sera déterminée par notre méthode afin d'avoir une courbe de simulation de préférence la plus haute possible par rapport à la courbe de référence. Cette marge est ajoutée pour prévoir la dégradation du réseau après fabrication et les effets du coating.

1. $\eta(\lambda=700 \text{ nm})=0.31+x$
2. $\eta(\lambda=1100 \text{ nm})=0.42+x$
3. $\eta(\lambda=1500 \text{ nm})=0.50+x$
4. $\eta(\lambda=2000 \text{ nm})=0.59+x$
5. $\eta(\lambda=2500 \text{ nm})=0.64+x$
6. $\eta(\lambda=3000 \text{ nm})=0.655+x$
7. $\eta(\lambda=3500 \text{ nm})=0.64+x$
8. $\eta(\lambda=4000 \text{ nm})=0.59+x$
9. $\eta(\lambda=4500 \text{ nm})=0.50+x$
10. $\eta(\lambda=5000 \text{ nm})=0.39+x$

La figure 9.1 montre les courbes de référence et les valeurs sélectionnées sur la courbe supérieure souhaitée. Ces valeurs seront utilisées pour définir les systèmes à utiliser pour déterminer les longueurs d'onde de blaze, leurs poids ainsi que la marge. On aura des systèmes d'équations à n variables, n variant de $n = 2$ (mono-blaze) à $n = N$ (multi-blaze), N étant le nombre minimal de longueurs d'onde de blaze, leurs poids ainsi que la marge qui résulteront du processus d'optimisation. Les dix valeurs d'efficacité de diffraction sélectionnées sont représentées par les dix points sur la figure 9.1.

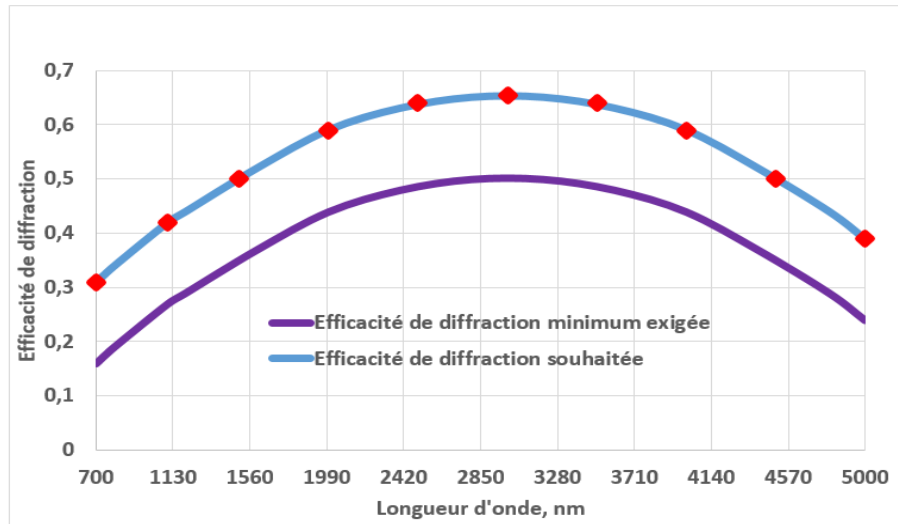


FIGURE 9.1 – Efficacité de diffraction exigée pour le réseau convexe avec certaines valeurs sur la courbe supérieure qui seront utilisées pour déterminer les longueurs d’onde de blaze.

9.2.2.1 Réseau mono-blaze

9.2.2.1.1 Système d’équations du réseau mono-blaze et sa résolution

Même si on sait qu’un réseau optimisé à une longueur d’onde de blaze ne convient pas à ce problème, par souci de méthodologie on commence à chercher la meilleure solution mono-blaze à ce problème. La fonction F qui définit le système d’équations non linéaires est donnée par l’expression suivante :

```
function F=systemelbis(x)
F=[ (sin(pi*(x(1)/700)-1))/(pi*(x(1)/700)-1))^2-(0.31+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/1100)-1))/(pi*(x(1)/1100)-1))^2-(0.42+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/1500)-1))/(pi*(x(1)/1500)-1))^2-(0.50+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/2000)-1))/(pi*(x(1)/2000)-1))^2-(0.59+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/2500)-1))/(pi*(x(1)/2500)-1))^2-(0.64+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/3000)-1))/(pi*(x(1)/3000)-1))^2-(0.655+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/3500)-1))/(pi*(x(1)/3500)-1))^2-(0.64+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/4000)-1))/(pi*(x(1)/4000)-1))^2-(0.59+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/4500)-1))/(pi*(x(1)/4500)-1))^2-(0.50+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/5000)-1))/(pi*(x(1)/5000)-1))^2-(0.39+x(2));
x(2)>0;
x(2)<=0.345];
```

Dans ce système, chaque équation du système définit la valeur de l'efficacité de diffraction requise et la marge pour une longueur d'onde donnée à l'aide de la théorie scalaire de la diffraction. $x(1)$ représente la longueur d'onde de blaze à déterminer du réseau mono-blaze. $x(2)$ est une marge variable qui est comprise entre 0 et 0,345 et qui nous permet d'avoir une courbe plus haute que celle de référence si possible. La borne supérieure est la différence entre une efficacité de 100% et l'efficacité maximale sur la courbe de référence qui est de 0,655 à 3000 nm. Cette longueur d'onde de blaze existe-t-elle pour répondre aux exigences du réseau ? Nous savons intuitivement que la réponse est non. Ce système doit être résolu à l'aide de l'algorithme de Levenberg-Marquardt. C'est un algorithme d'analyse numérique utilisé pour résoudre un système de problèmes non linéaires. Actuellement, cette méthode est implémentée dans Matlab par la fonction *fsolve* dont la syntaxe est donnée par l'équation 8.3. Selon le choix de x_0 , ce système admet deux solutions valables. Le tableau 9.1 donne ces solutions ainsi que la position de leurs courbes de simulation par rapport à la courbe de référence souhaitée ce qui va nous aider à déterminer la meilleure solution du système. On sait déjà qu'une solution mono-blaze ne peut pas résoudre ce problème ; la meilleure solution sera une solution qui offre une courbe de simulation plus haute par rapport celle de référence sur une grande partie de la bande spectrale. La surface sous la courbe de référence souhaitée est de 2360 UA et elle est invariable. Nous rappelons que l'idéal est d'avoir une solution dont la courbe de simulation est la plus haute possible par rapport à la courbe de référence sur la totalité de la bande spectrale. D'après les résultats du

X0	Solution du système	Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe de référence souhaitée
(850 ; 0.3)	(2253 ; -0.02)	Déficit en différence relative de 15.77% sur 66.52 % de la bande spectrale
(3550 ; 0.3)	(3326 ; -5.10^{-11})	Déficit en différence relative de 27.70% sur 40 % de la bande spectrale

TABLE 9.1 – Solutions valables du système et positions de leurs courbes de simulation par rapport à la courbe de référence souhaitée.

tableau, la meilleure solution du système est (3326 ; -5.10^{-11}) c'est-à-dire une longueur d'onde de blaze de 3326 nm et une marge de -5.10^{-11} . C'est la solution qui donne une courbe d'efficacité de diffraction supérieure à la courbe de référence sur 60% de la bande, contre 33.48% pour l'autre solution, même si elle a un déficit de 27.70% sur le reste de la bande. La marge moyenne négative signifie justement que le déficit l'emporte sur le surplus en différence relative de surface sur toute la bande spectrale. Nous allons construire des profils idéal et réalistes du réseau optimisé à cette longueur d'onde de blaze parce qu'en plus de la théorie scalaire, on va utiliser la théorie rigoureuse représentée par PCGrate software pour vérifier les résultats de la théorie scalaire.

9.2.2.1.2 Construction du profil

En utilisant la théorie rigoureuse, nous allons simuler les performances du réseau par rapport au profil du réseau, en partant du profil blazé idéal triangulaire. Nous savons que l'outillage peut

produire des défauts de fabrication. Nous considérons deux types de déformations pour étudier leurs impacts sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation :

1. Un profil déformé selon les résultats des mesures confocales effectuées sur les réseaux après fabrication chez AMOS
2. Un profil dont le sommet est aplati sur $5 \mu\text{m}$ et le fond des sillons arrondi avec un rayon de courbure de 5 (10) μm sur les 3(5) derniers microns pour les sillons moins (plus) arrondis (figure 9.2).

Ce dernier type de déformation est basée sur notre intuition, l'objectif étant d'analyser l'impact qu'elles peuvent avoir sur l'efficacité de diffraction du réseau ainsi que sur la sensibilité à la polarisation. Nous avons construit ces types de profils réalistes à côté du profil idéal pour la solution mono-blaze trouvée en haut et il en sera de même pour la solution multi-blaze.

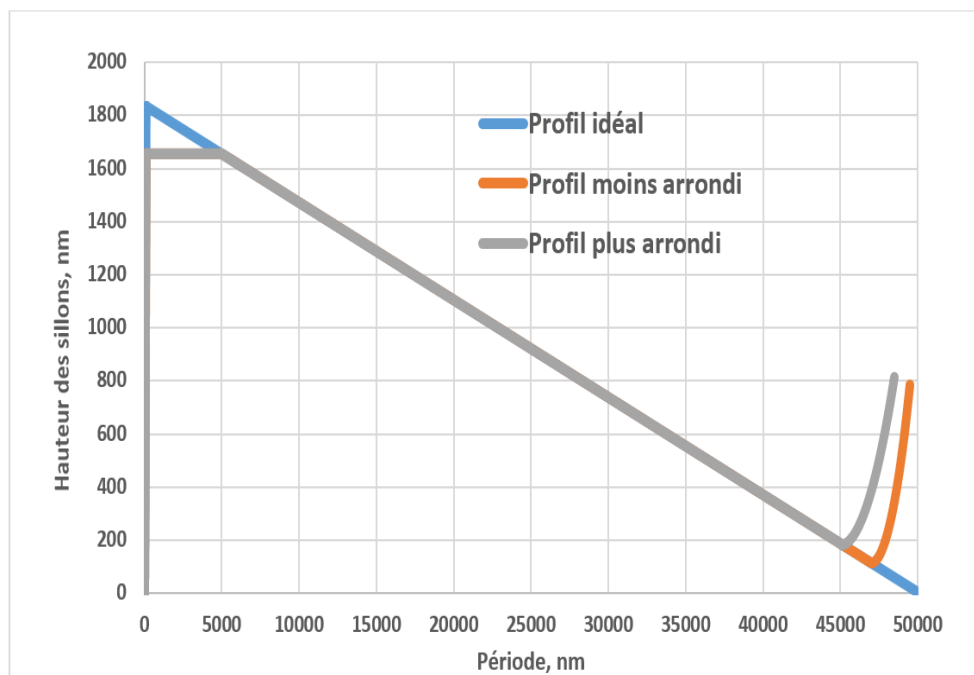


FIGURE 9.2 – Profils idéal et arrondi utilisés dans les simulations pour une longueur d'onde de blaze de 3326 nm (les axes ne sont pas à la même échelle).

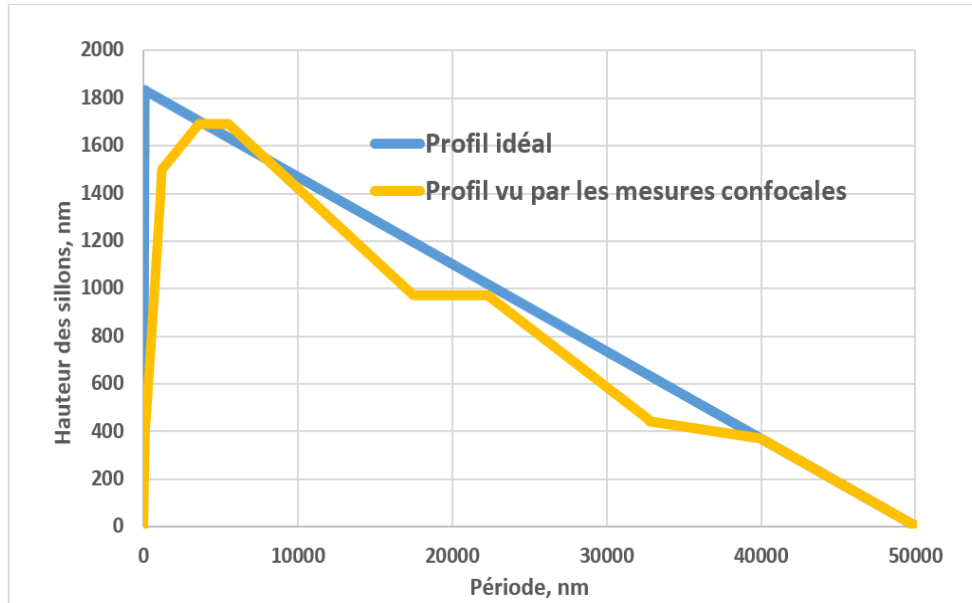


FIGURE 9.3 – Profils idéal et vu par les mesures confocales utilisés dans les simulations pour une longueur d’onde de blaze de 3326 nm (les axes ne sont pas à la même échelle).

9.2.2.1.3 Efficacité de diffraction

La figure 9.4 compare la courbe d’efficacité de diffraction du réseau optimisé à la solution mono-blaze c’est-à-dire à la longueur d’onde de blaze de 3326 nm, obtenue par la théorie scalaire, à la courbe de référence souhaitée. La courbe de simulation du réseau mono-blaze

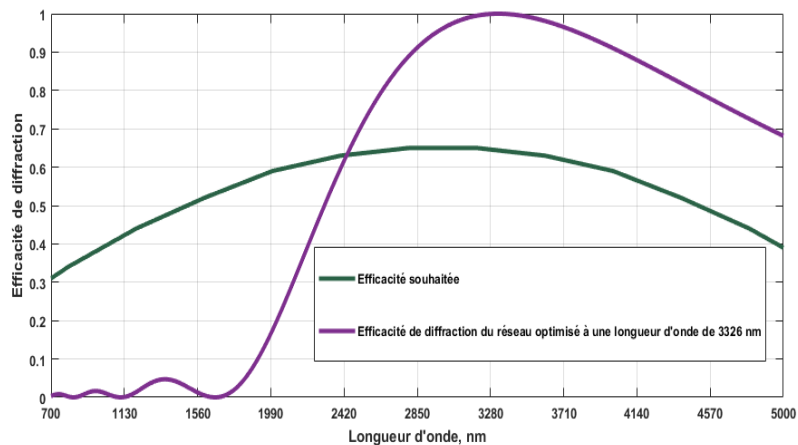


FIGURE 9.4 – Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à une seule longueur d’onde de blaze de 3326 nm, obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal.

est inférieure à la courbe souhaitée sur 40% de la bande spectrale avec un déficit superficiel

de 653.79 UA, ce qui correspond à un déficit en différence relative de 27.70%. Ces surfaces sont déterminées à l'aide de la méthode trapézoïdale. Cette solution ne répond pas aux exigences d'efficacité de diffraction du réseau sur toute la bande spectrale ce qui revient à dire que le réseau mono-blaze ne convient pas à ce problème. Même si cette solution mono-blaze ne convient pas à ce problème, comparons le comportement spectral d'efficacité de diffraction calculée avec les théories scalaire et rigoureuse à une longueur d'onde de blaze de 3326 nm. La figure 9.4 décrit les performances par rapport à un profil idéal pour la théorie scalaire, tandis que la figure 9.5 représente les efficacités de diffraction non polarisées données par la théorie rigoureuse implémentée sous le logiciel PCGrate pour un réseau en réflexion parfait avec les profils idéal et réalistes construits sur les figures 9.2 et 3.3. Comme on peut le voir sur les fi-

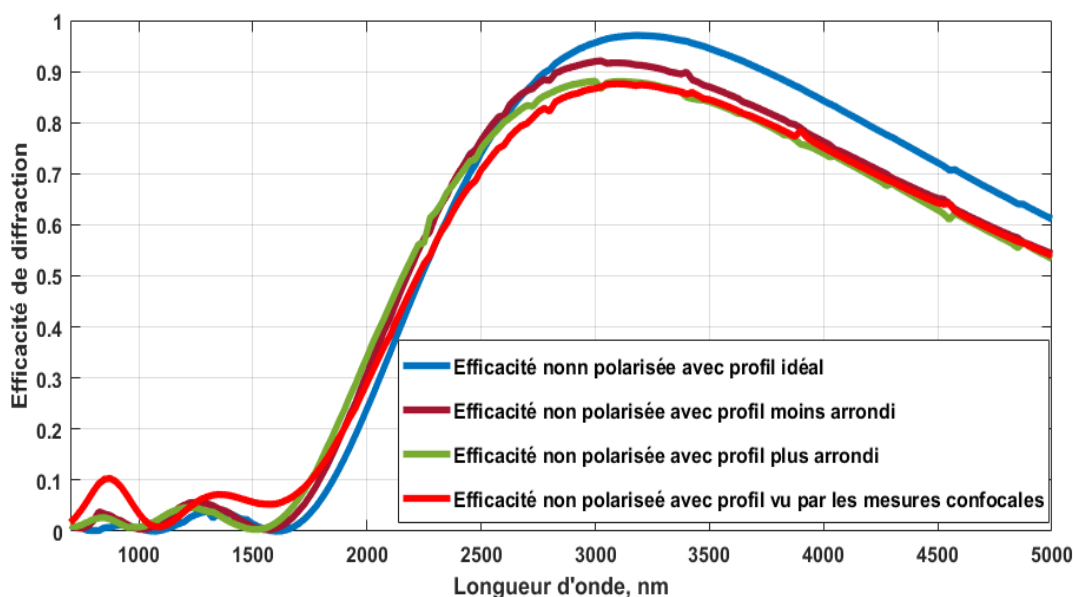


FIGURE 9.5 – Efficacités de diffraction non polarisées du premier ordre pour un réseau en réflexion parfait avec un simple blaze de 3326 nm, basées sur la théorie rigoureuse utilisant les profils idéal et réalistes.

gures 9.4 et 9.5, les résultats de la théorie scalaire sont similaires à ceux de la théorie rigoureuse du profil idéal. Si nous comparons les profils idéal et réaliste (figure 9.5), l'efficacité maximale de diffraction a diminué de 16% en passant du profil idéal au profil plus arrondi et vu par les mesures confocales, avec un léger décalage vers les basses longueurs d'onde et de 9% en passant du profil idéal au profil moins arrondi avec aussi un décalage vers les longueurs d'ondes inférieures. Ces impacts sur l'efficacité de diffraction sont non négligeables et doivent être tenus en considération par les constructeurs des réseaux de diffraction. Nous reviendrons sur l'impact de ces profils réalistes sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation avec la meilleure solution multi-blaze pour ce problème.

9.2.2.2 Solution multi-blaze

9.2.2.2.1 Solution réseau à deux longueurs d'onde de blaze

Les résultats précédents montrent que l'on ne peut pas atteindre l'efficacité de diffraction souhaitée sur toute la bande avec un réseau d'un simple profil. Pour résoudre ce problème, un réseau de diffraction multi-blaze peut être utilisé afin d'atteindre une efficacité de diffraction moyenne avec une homogénéité supérieure, conformément aux spécifications techniques. Dans cette section, nous étudions si un réseau à double longueurs d'onde de blaze peut suffire à répondre aux exigences en termes d'efficacité de la diffraction. Nous allons appliquer la méthode développée au chapitre précédent. Le système défini par la fonction F sera un système à cinq variables : deux longueurs d'onde de blaze $x(1)$ et $x(2)$, leurs poids $x(3)$ et $x(4)$ et la marge $x(5)$. La solution sera valable si chaque poids est positif et que la somme des poids est égale à 1. En pratique, le facteur de pondération correspondra à une section de surface proportionnelle du réseau complet. Dans ce système, cinq variables doivent être déterminées à l'aide

```
function F=systeme2bis(x)
F=[ ((sin(pi*((x(1)/700)-1))/(pi*((x(1)/700)-1)))^2)*x(3)+((sin(pi*((x(2)/700)-1))/(pi*((x(2)/700)-1)))^2)*x(4)-(0.31+x(5));
((sin(pi*((x(1)/1100)-1))/(pi*((x(1)/1100)-1)))^2)*x(3)+((sin(pi*((x(2)/1100)-1))/(pi*((x(2)/1100)-1)))^2)*x(4)-(0.42+x(5));
((sin(pi*((x(1)/1500)-1))/(pi*((x(1)/1500)-1)))^2)*x(3)+((sin(pi*((x(2)/1500)-1))/(pi*((x(2)/1500)-1)))^2)*x(4)-(0.50+x(5));
((sin(pi*((x(1)/2000)-1))/(pi*((x(1)/2000)-1)))^2)*x(3)+((sin(pi*((x(2)/2000)-1))/(pi*((x(2)/2000)-1)))^2)*x(4)-(0.59+x(5));
((sin(pi*((x(1)/2500)-1))/(pi*((x(1)/2500)-1)))^2)*x(3)+((sin(pi*((x(2)/2500)-1))/(pi*((x(2)/2500)-1)))^2)*x(4)-(0.64+x(5));
((sin(pi*((x(1)/3000)-1))/(pi*((x(1)/3000)-1)))^2)*x(3)+((sin(pi*((x(2)/3000)-1))/(pi*((x(2)/3000)-1)))^2)*x(4)-(0.655+x(5));
((sin(pi*((x(1)/3500)-1))/(pi*((x(1)/3500)-1)))^2)*x(3)+((sin(pi*((x(2)/3500)-1))/(pi*((x(2)/3500)-1)))^2)*x(4)-(0.64+x(5));
((sin(pi*((x(1)/4000)-1))/(pi*((x(1)/4000)-1)))^2)*x(3)+((sin(pi*((x(2)/4000)-1))/(pi*((x(2)/4000)-1)))^2)*x(4)-(0.59+x(5));
((sin(pi*((x(1)/4500)-1))/(pi*((x(1)/4500)-1)))^2)*x(3)+((sin(pi*((x(2)/4500)-1))/(pi*((x(2)/4500)-1)))^2)*x(4)-(0.50+x(5));
((sin(pi*((x(1)/5000)-1))/(pi*((x(1)/5000)-1)))^2)*x(3)+((sin(pi*((x(2)/5000)-1))/(pi*((x(2)/5000)-1)))^2)*x(4)-(0.39+x(5));
abs(x(3))-x(3);
abs(x(4))-x(3);
x(5)>0;
x(5)<=0.345;
(x(3)+x(4))-1];
```

de l'algorithme de Levenberg-Marquardt, tel que décrit dans l'équation 8.3 et le vecteur initial x_0 aura cinq composantes. Pour tout vecteur initial x_0 , le système admet une seule solution valable (1051 ;2966 ;0.5 ;0.5 ; -0.09) c'est-à-dire deux longueurs d'onde de blaze 1051 nm et 2966 nm, leur poids de 0.5 chacune ainsi qu'une marge moyenne négative de -9% ce qui signifie que la courbe de simulation n'est pas conforme à la courbe de référence souhaitée sur toute la bande. L'efficacité de diffraction du réseau correspondant à ces deux longueurs d'onde de blaze calculée en utilisant la théorie scalaire est donnée à la figure 9.6 en comparaison avec l'efficacité de diffraction souhaitée.

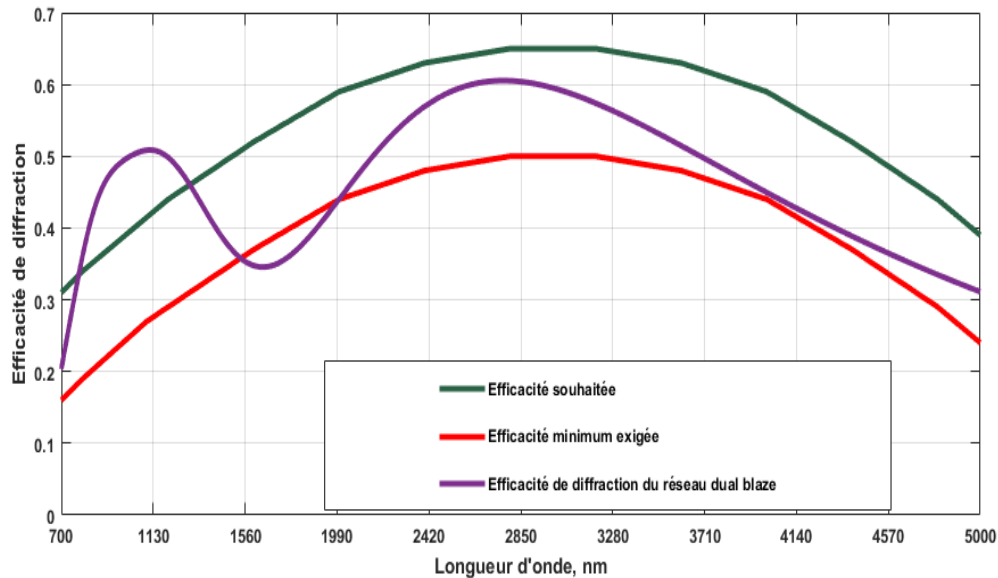


FIGURE 9.6 – Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à deux longueurs d’onde de blaze de 1051 nm et 2966 nm avec un poids de 0.5 chacune, obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal en comparaison avec les courbes de référence .

Le tableau 9.2 résume la position de la courbe de simulation par rapport à celle de référence souhaitée. La courbe de simulation du réseau dual-blaze est inférieure à la courbe souhaitée sur

Composantes de x_0	Longueur d’onde de blaze	Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe souhaitée	
(850 ; 1250 ; 0.4 ; 0.6 ; 0.3)	(1051 ; 2966 ; 0.5 ; 0.5 ; -0.09)	Déficit en différence relative de surface de 16.66% sur 88.38% de la bande	surplus en différence relative de surface de 1.77% sur 11.62% de la bande

TABLE 9.2 – Position de la courbe de simulation du réseau à deux longueurs d’onde de blaze 1051 nm et 2966 nm avec leur poids de 0.5, par rapport à celle de référence souhaitée.

88.38% de la bande spectrale avec un déficit superficiel de 393.19 UA, ce qui correspond à un déficit en différence relative de 16.66%. La courbe de simulation correspondant au réseau dual blaze n’est pas conforme à la courbe de référence comme le montrent la figure 9.6 et le tableau 9.2 ce qui signifie que le problème ne peut pas être résolu par ce réseau. Essayons maintenant une solution à trois blazes.

9.2.2.2.2 Solution réseau à trois blazes

Les résultats précédents montrent qu’une solution à deux blazes ne convient pas à cet instrument. Nous allons construire un système d’équations à l’image de celui construit à la

sous-section précédente. Comme nous avons trois longueurs d’onde de blaze et leurs poids à déterminer ainsi que la marge, le système aura sept inconnues. Les solutions seront valides si les poids sont positifs et leur somme égale à un. Comme pour les autres cas, le système est résolu en utilisant l’équation 8.3. Le vecteur initial x_0 aura sept composantes comme le système a sept inconnues. Selon le vecteur initial choisi, le système admet deux solutions valables. Le tableau 9.3 donne ces solutions ainsi que la position de leurs courbes de simulation par rapport à celle de référence souhaitée.

Composantes de x_0	Longueur d’onde de blaze	Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe souhaitée	
(850 ;1150 ;1450 ; 0.2 ;0.3 ;0.5 ; 0.3)	(408 ;1512 ;3104 ; 0.28 ;0.33 ;0.39 ; -0.14)	Déficit en différence relative de surface de 27.45% sur toute la bande	aucun surplus en différence relative de surface sur toute la bande de la bande
(850 ;1550 ;2250 ; 0.2 ;0.3 ;0.5 ; 0.3)	(953 ;2170 ;3632 ; 0.35 ;0.37 ;0.28 ; -0.08)	Déficit en différence relative de surface de 14.66% sur toute la bande	aucun surplus en différence relative de surface sur toute la bande de la bande

TABLE 9.3 – Solutions valables à trois longueurs d’onde de blaze et la position de leurs courbes de simulation par rapport à celle de référence souhaitée.

D’après les résultats du tableau, il est évident que la meilleure solution est celle avec une courbe de simulation qui présente un petit déficit en surface par rapport à la courbe souhaitée. Cette solution est (953 ; 2170 ; 3632 ; 0.35 ; 0.37 ; 0.28 ; -0.08) c’est-à-dire trois longueur d’onde de blaze de 953 nm, 2170 nm, 3632 nm et leurs poids respectifs 0.35, 0.37 et 0.28. La marge moyenne négative de -0.08 signifie qu’on ne peut pas atteindre la courbe de référence souhaitée avec une solution de trois longueurs d’onde de blaze sur toute la bande. Le tableau 9.3 donne la position exacte de la courbe de simulation par rapport à celle de référence souhaitée. La courbe de simulation est en dessous de la courbe souhaitée avec un déficit en surface de 346 UA ce qui représente un déficit en différence relative de surface de 14.66%. L’efficacité de diffraction d’un réseau optimisé à ces trois longueurs d’onde de blaze et calculée par la théorie scalaire est donnée à la figure 9.7 en comparaison avec les courbes de référence.

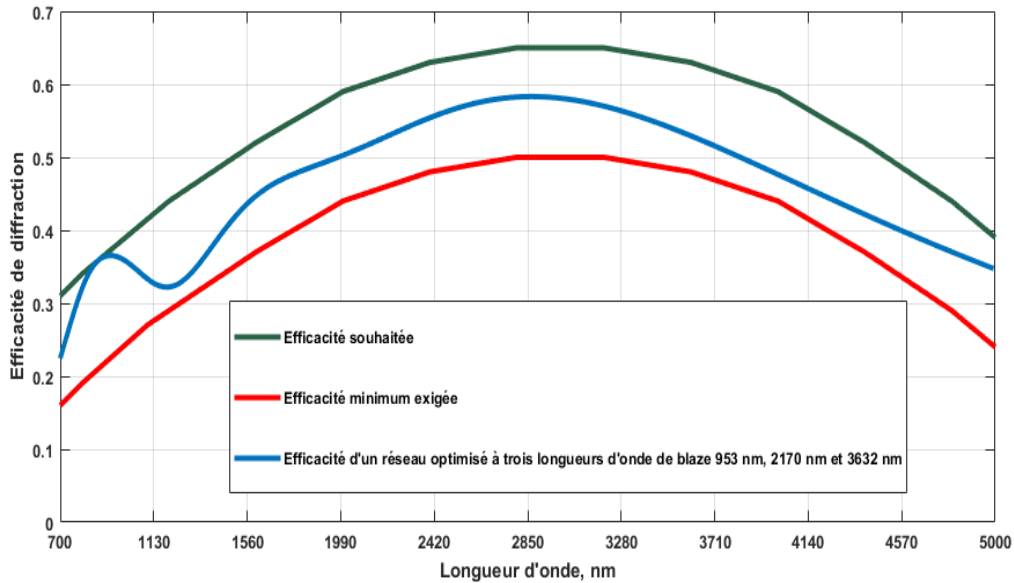


FIGURE 9.7 – Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d’onde de blaze de 953 nm, 2170 nm et 3632 nm, de poids respectifs 0.35, 0.37 et 0.28, obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal et comparée aux courbes de référence.

La figure 9.7 montre que la courbe de simulation de l’efficacité de diffraction d’un réseau optimisé à trois longueurs d’onde de blaze 953 nm, 2170 nm et 3632 nm n’est pas conforme à la courbe souhaitée mais se trouve bien dans l’intervalle d’efficacité de diffraction exigée. C’est une solution acceptable pour ce problème. Même si la solution est acceptable dans la mesure où la courbe de simulation se trouve entre les deux courbes de référence, voyons si une solution à quatre blazes peut améliorer les résultats.

9.2.2.2.3 Solution réseau à quatre blazes

Le résultat précédent est porteur d’espoir. En effet avec seulement trois blazes, la courbe de simulation est largement au-dessus de la courbe minimum exigée mais légèrement en dessous de la courbe souhaitée (14.66% de déficit en différence relative). Essayons de résoudre le système avec quatre longueurs d’onde de blaze pour voir si les résultats précédents peuvent être améliorés. Comme pour les cas précédent, le système à résoudre aura 9 variables : quatre longueurs d’onde de blaze $x(1)$, $x(2)$, $x(3)$ et $x(4)$ et leurs poids respectifs $x(5)$, $x(6)$, $x(7)$, $x(8)$ ainsi que la marge $x(9)$. De ce fait le vecteur initial x_0 aura donc 9 composantes. La solution est valable si les poids sont positifs et leur somme égale à un. Le système admet une seule solution valable avec quatre longueurs d’onde de blaze et leurs poids non nuls. Les autres solutions sont telles qu’il y a une longueur d’onde de blaze avec un poids nul ce qui se ramène au cas précédent (trois blazes) avec les mêmes valeurs. La seule solution valable est donc $x = (915 ; 1677 ; 2366 ; 3674 ; 0.30 ; 0.16 ; 0.27 ; 0.27 ; -0.08)$. Il s’agit des quatre longueurs d’onde de blaze 915 nm, 1677 nm ; 2366 nm et 3674 nm, de leurs poids respectifs 0.30, 0.16, 0.27 et 0.27 ainsi qu’une

marge négative de -0.08. L'efficacité de diffraction d'un réseau optimisé à ces quatre longueurs d'ondes de blaze est donnée à la figure 9.8 en comparaison avec les courbes de référence.

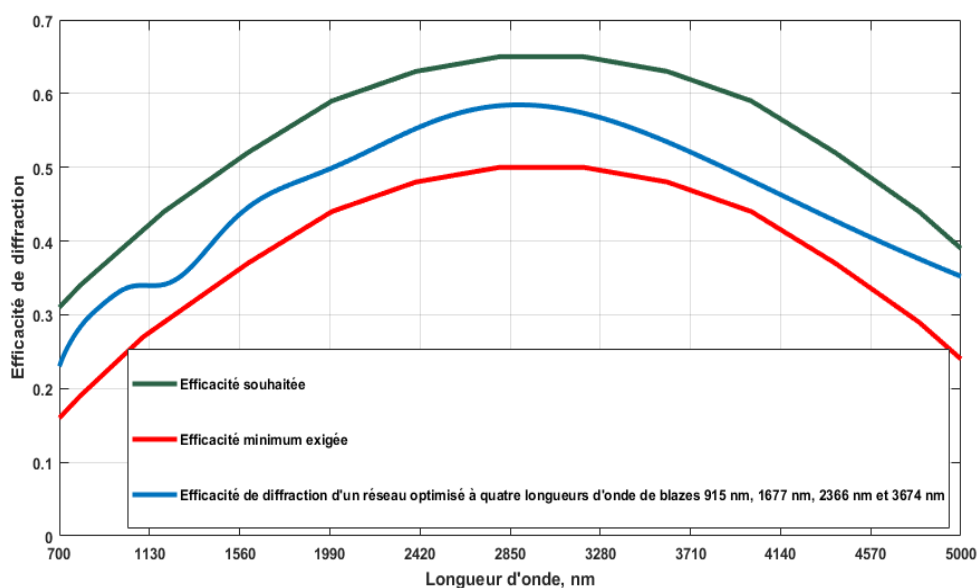


FIGURE 9.8 – Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à quatre longueurs d'onde de blaze de 915 nm, 1677 nm, 2366 nm et 3674 nm, obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal et comparée aux courbes de référence.

Le tableau 9.4 donne la position exacte de la courbe de simulation par rapport aux courbes de référence. Comme le tableau 9.4 le montre bien, la courbe de simulation pour quatre blazes

Composantes de x_0	Longueur d'onde de blaze	Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe de référence souhaitée	
(850; 1550; 2250; 2950; 0.1; 0.2; 0.3; 0.3)	(915, 1677; 2366; 3674; 0.30; 0.16; 0.27; 0.27; -0.08)	Déficit en différence relative de 14.88% sur toute la bande	Aucun surplus en différence relative sur toute la bande

TABLE 9.4 – Position de la courbe de simulation à quatre longueurs d'onde de blaze 915 nm, 1677 nm, 2366 nm et 3674 nm par rapport à celle de référence souhaitée.

est en dessous de la courbe souhaitée avec un déficit en différence relative de 14.88% mais elle est au-dessus de la courbe minimum. Si on compare cette solution avec la solution à trois blazes, cette dernière est légèrement meilleure que la solution à quatre longueurs d'onde de blaze (un déficit en différence relative de 14.66% pour trois blazes contre 14.88% pour quatre blazes). Les résultats étant presque identiques, la configuration à trois blazes l'emporte puisque le peu de blaze représente un avantage optique et de fabrication important. Voyons maintenant si une solution avec cinq longueur d'onde de blaze peut apporter un plus par rapport aux précédentes.

9.2.2.2.4 Solution réseau à cinq blazes

Des résultats précédents, il n'y a pas de solution qui produit une courbe de simulation en accord avec la courbe de référence souhaitée même si la solution à trois blazes reste la meilleure. Pour cette raison, on peut voir si une solution avec cinq blazes peut résoudre ce problème. Le système d'équations avec cinq blazes aura 11 inconnues à savoir les cinq longueurs d'onde de blaze, leurs poids respectifs ainsi que la marge. Le système admet une seule solution valable avec cinq longueurs d'onde de blaze, les autres solutions sont telles qu'il y a une longueur d'onde de blaze avec un poids nul ce qui se ramène à la solution précédente avec pratiquement la même configuration. Cette solution valable est $x=[850; 1549; 2250; 2949; 3650; 0.26; 0.19; 0.22; 0.09; 0.24; -0.08]$ pour un vecteur initial $x_0=[850; 1550; 2250; 2950; 3650; 0.1; 0.1; 0.2; 0.2; 0.4; 0.3]$. L'efficacité de diffraction d'un réseau optimisé à ces cinq longueurs d'onde de blaze est donnée à la figure 9.9 en comparaison avec les courbes de référence. Le tableau 9.5

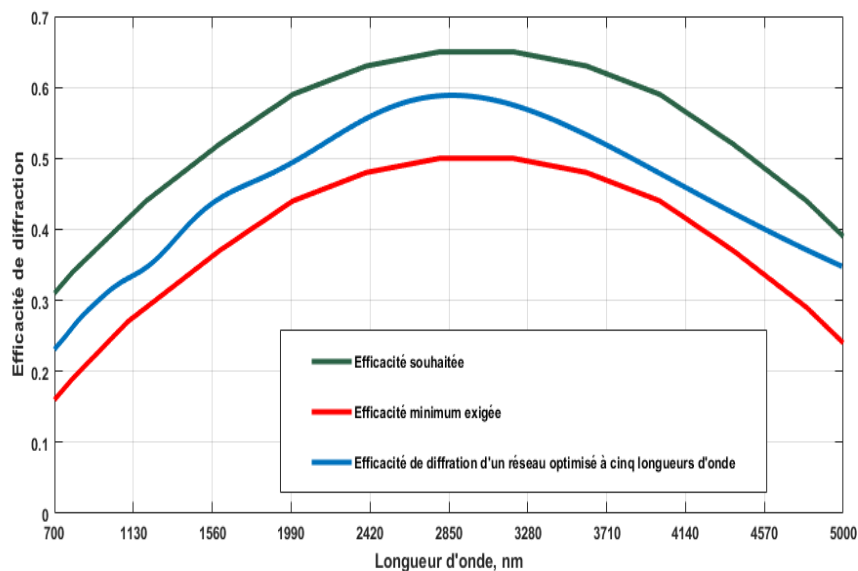


FIGURE 9.9 – Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à cinq longueurs d'onde de blaze de 850 nm, 1549 nm, 2250 nm, 2949 nm et 3650 nm avec leurs poids respectifs 0.26, 0.19, 0.22, 0.09 et 0.24, obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal et comparée aux courbes de référence.

donne la position de la courbe de simulation correspondante à cette solution par rapport à celle de référence souhaitée. On voit déjà que cette courbe est en dessous de la courbe souhaitée avec un déficit en différence relative de 15.16% mais au-dessus de la courbe minimum. En termes d'efficacité de diffraction, cette solution n'améliore pas du tout les solutions précédentes. La solution à trois blazes reste toujours la meilleure des cinq.

La question qui se pose maintenant est de savoir s'il existe une solution qui produit une courbe capable de produire une courbe supérieure à celle souhaitée. Essayons avec une configuration à six longueurs d'onde de blaze.

Composantes de x_0	Longueur d'onde de blaze	Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe de référence souhaitée	
(850 ; 1550 ; 2250 ; 2950 ; 3650 ; 0.1 ; 0.1 ; 0.2 ; 0.2 ; 0.4 ; 0.3)	(850 ; 1549 ; 2250 ; 2949 ; 3650 ; 0.26 ; 0.19 ; 0.22 ; 0.09 ; 0.24 ; -0.08)	Déficit en différence relative de 15.16% sur toute la bande spectrale	Aucun surplus en différence relative sur toute la bande spectrale

TABLE 9.5 – Position de la courbe de simulation à cinq longueurs d'onde de blaze 850 nm, 1549 nm, 2250 nm, 2949 et 3650 nm avec leurs poids respectifs 0.26, 0.19, 0.22, 0.09 et 0.24, par rapport à celle de référence souhaitée.

9.2.2.2.5 Solution réseau à six blazes

Comme pour les cas précédents, ici le système aura 13 variables à savoir : six longueurs d'onde de blaze, leurs poids et la marge. Le système admet une seule solution valable $x=[850 ; 1450 ; 2050 ; 2649 ; 3250 ; 3849 ; 0.26 ; 0.15 ; 0.19 ; 0.15 ; 0.09 ; 0.16 ; -0.08]$ pour $x_0=[850 ; 1450 ; 2050 ; 2650 ; 3250 ; 3850 ; 0.1 ; 0.1 ; 0.2 ; 0.2 ; 0.2 ; 0.2 ; 0.3]$. Les autres solutions valables sont telles qu'il y a une longueur d'onde de blaze avec un poids nul ce qui se ramène au cas précédent sans pour autant améliorer les performances du réseau. L'efficacité de diffraction du réseau correspondant à cette solution est donnée à la figure 9.10. La position de la courbe de simulation

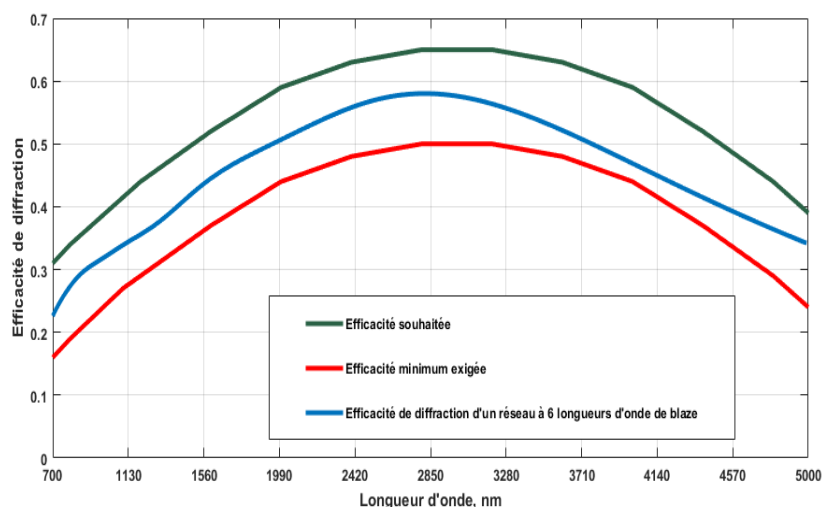


FIGURE 9.10 – Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à six longueurs d'onde de blaze de 850 nm, 1450 nm, 2050 nm, 2649 nm, 3250 nm et 3849 nm avec leurs poids respectifs 0.26, 0.15, 0.19, 0.15 ; 0.09 et 0.16, obtenue par la théorie scalaire en utilisant le profil idéal et comparée aux courbes de référence.

par rapport à la courbe souhaitée est donnée par le tableau 9.6. La figure 9.10 et le tableau 9.6

Composantes de x0	Longueur d'onde de blaze	Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe de référence souhaitée	
(850 ; 1450 ; 2050 ; 2650 ; 3250 ; 3850 ; 0.1 ; 0.1 ; 0.2 ; 0.2 ; 0.2 ; 0.2 ; 0.2 ; 0.3)	(850, 1450 ; 2050 ; 2649 ; 3250 ; 3849 ; 0.26 ; 0.15 ; 0.19 ; 0.15 ; 0.09 ; 0.16 ; - 0.08)	Déficit en différence relative de 15.55% sur toute la bande spectrale	Aucun surplus en différence relative sur toute la bande spectrale

TABLE 9.6 – Position de la courbe de simulation à six longueurs d'onde de blaze 850 nm, 1450 nm, 2050 nm, 2649, 3250 nm et 3849 nm avec leurs poids respectifs 0.26 ; 0.15 ; 0.19 ; 0.15 ; 0.09 et 0.164, par rapport à celle de référence souhaitée.

nous montrent que cette solution n'apporte rien de plus par rapport aux solutions précédentes et que la solution à trois blaze reste la meilleure configuration pour ce problème. Pour sept longueurs d'onde de blaze et plus, la solution du système est telle qu'on a soit des solutions avec un poids nul et/ou égalité de solutions et on se retrouve chaque fois avec une configuration des sections précédentes qui n'améliore pas les résultats déjà trouvés.

9.2.3 Conclusion

Des résultats précédents, on a quatre solutions multi-blaze dans l'intervalle d'efficacité de diffraction souhaité à savoir une solution avec 3, 4, 5 et 6 longueurs d'onde de blaze. Le tableau 9.7 donne un aspect récapitulatif de ces solutions et la position de leurs courbes par rapport à celle de référence souhaitée. La solution à trois longueurs d'onde de blaze reste qualitativement et quantitativement meilleure même si quantitativement elle est presque identique à la solution avec quatre longueurs d'onde de blaze. C'est-à-dire que le fait d'avoir une solution presque identique avec peu de longueurs d'onde de blaze offre un avantage optique et de fabrication non négligeable à la solution de 3 blazes. C'est la solution retenue pour cet instrument hyperspectral et la courbe de simulation d'efficacité de diffraction est donnée à la figure 9.7.

Configuration	Longueur d'onde de blaze	Position de la courbe de simulation par rapport à la courbe de référence souhaitée	
Deux blazes	(1051; 2966; 0.5; 0.5; -0.09)	Déficit en différence relative de surface de 16.66% sur 88.38% de la bande	surplus en différence relative de surface de 1.77% sur 11.62% de la bande
Trois blazes	(953; 2170; 3632; 0.35; 0.37; 0.28; -0.08)	Déficit en différence relative de surface de 14.66% sur toute la bande	Aucun surplus en différence relative de surface sur toute la bande
Quatre blazes	(915, 1677; 2366; 3674; 0.30; 0.16; 0.27; 0.27; -0.08)	Déficit en différence relative de 14.88% sur toute la bande	Aucun surplus en différence relative sur toute la bande
Cinq blazes	(850; 1549; 2250; 2949; 3650; 0.26; 0.19; 0.22; 0.09; 0.24; -0.08)	Déficit en différence relative de 15.16% sur toute la bande spectrale	Aucun surplus en différence relative sur toute la bande spectrale
Six blazes	(850, 1450; 2050; 2649; 3250; 3849; 0.26; 0.15; 0.19; 0.15; 0.09; 0.16; -0.08)	Déficit en différence relative de 15.55% sur toute la bande spectrale	Aucun surplus en différence relative sur toute la bande spectrale

TABLE 9.7 – Comparaison des différentes configurations obtenues pour le réseau de l'instrument hyperspectral Chandrayaan 2.

9.3 Etude de l'impact des profils réalistes sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation

9.3.1 Efficacité de diffraction

Nous avons utilisé la théorie scalaire et le solveur *fsolve* pour déterminer le nombre de longueurs d'onde de blaze ainsi que leurs poids pour trouver un réseau avec un rendement répondant aux courbes de référence. Les résultats qui précèdent montrent que la solution à trois blazes est meilleure et la même théorie a été utilisée pour calculer l'efficacité de diffraction d'un réseau optimisé à ces trois longueurs d'onde avec le profil idéal (Figure 9.7). Nous allons maintenant utiliser la théorie rigoureuse représentée par le logiciel PCGrate software, seul outil capable de simuler les profils réalistes, pour étudier l'impact de ces profils sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation. Nous avons construit ces profils réalistes à l'image des Figures 9.2 et 9.3 correspondants aux trois longueurs d'onde de blaze de 953 nm, 2170 nm et 3632 nm. L'efficacité de diffraction du réseau avec ces profils idéal et réalistes est calculée en utilisant la théorie rigoureuse représentée par le logiciel PCGrate. La figure 9.11 représente l'efficacité de diffraction du réseau optimisé à ces trois longueurs d'onde avec profil idéal et calculée par la théorie rigoureuse en comparaison avec la courbe donnée par la théorie scalaire. Le tableau 9.8 donne les écarts moyens entre la courbe d'efficacité de diffraction du réseau

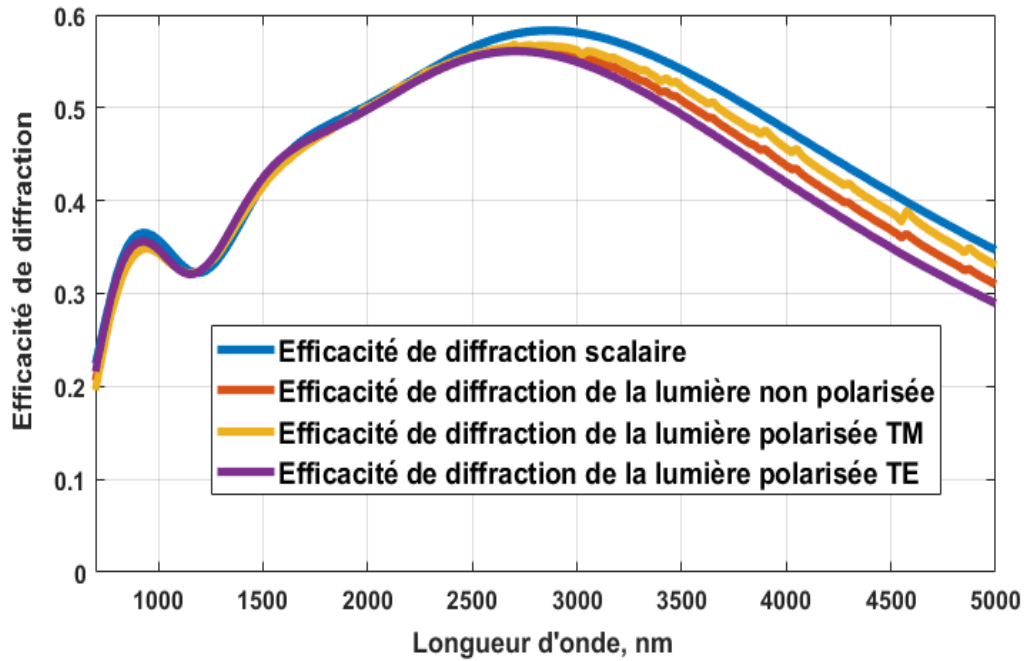


FIGURE 9.11 – Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d’onde de blaze de 953 nm, 2170 nm et 3632 nm obtenue par la théorie rigoureuse PCGrate en utilisant le profil idéal avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1 en comparaison avec la courbe scalaire.

donnée par la théorie scalaire et les courbes d’efficacité de diffraction de la lumière polarisée TM, non polarisée et polarisée TE. Il nous montre que la courbe scalaire se rapproche beaucoup

Ecart entre	Ecart moyen
Efficacité scalaire et Efficacité TM	1.3%
Efficacité scalaire et Efficacité non polarisée	2.05%
Efficacité scalaire et Efficacité TE	2.8%

TABLE 9.8 – Ecart moyen entre l’efficacité de diffraction scalaire et celle de la lumière polarisée TM, non polarisée et polarisée TE pour un réseau avec profil idéal.

plus de la courbe d’efficacité de la lumière polarisée TM comme on peut le voir sur la figure 9.11.

Après avoir construit les profils correspondant à ces longueurs d’onde de blaze à l’image des figures 9.2 et 9.3, nous avons simulé ces profils par la théorie rigoureuse pour voir leur impact sur l’efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation. La figure 9.12 donne l’efficacité de diffraction du réseau multi-blaze avec les profils moins arrondi en comparaison avec l’efficacité de diffraction scalaire. Le constat est que l’efficacité de diffraction diminue sur toute la bande spectrale avec un écart important dans l’infrarouge moyen et les courbes se déplacent légèrement vers la gauche. Pour confirmer la règle, nous allons considérer un profil

plus déformé (Figure 9.2) pour voir le comportement des courbes d'efficacité de diffraction. L'efficacité de diffraction du réseau avec profils plus arrondis est donnée à la figure 9.13. Nous

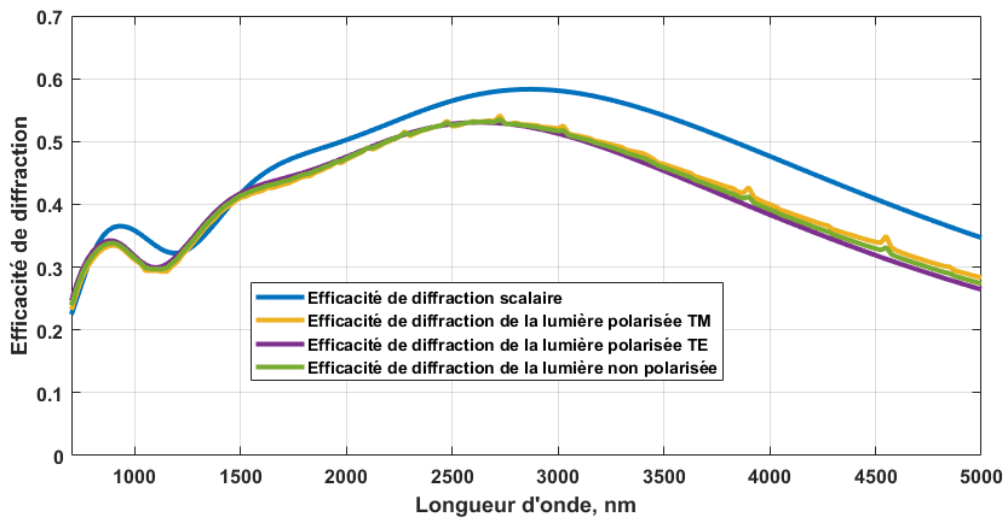


FIGURE 9.12 – Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d'onde de blaze de 953 nm, 2170 nm et 3632 nm obtenue par la théorie rigoureuse PCGrate en utilisant le profil moins arrondi avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1, comparée à la courbe scalaire.

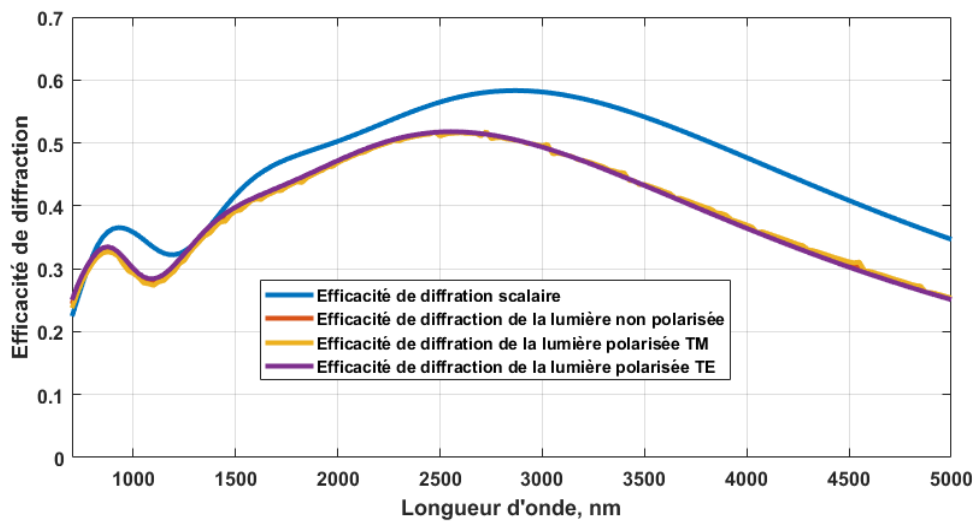


FIGURE 9.13 – Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d'onde de blaze de 953 nm, 2170 nm et 3632 nm obtenue par la théorie rigoureuse PCGrate en utilisant le profil plus arrondi avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1, comparée à la courbe scalaire.

avons aussi simulé les profils vus par les mesures confocales (Figure 9.3) que nous avons essayé

de schématiser pour qu'ils soient acceptés par PCGrate software. L'efficacité de diffraction d'un réseau avec ces profils est donnée à la figure 9.14 en comparaison avec la courbe scalaire. Cette

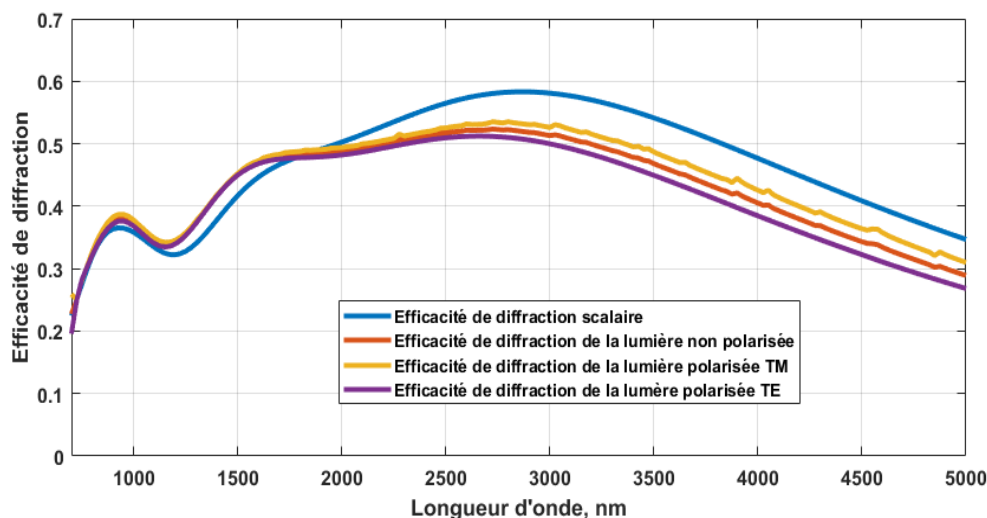


FIGURE 9.14 – Efficacité de diffraction du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d'onde de blaze de 953 nm, 2170 nm et 3632 nm obtenue par la théorie rigoureuse PCGrate en utilisant le profil vu par les mesures confocales avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1, comparée à la courbe scalaire.

figure nous montre une diminution de l'efficacité de diffraction en passant de la courbe scalaire aux courbes données par PCGrate avec un déplacement de ces courbes vers la gauche ce qui a pour effet immédiat une augmentation de l'efficacité dans les plus petites longueurs d'onde. Nous comparons à la figure 9.15 les efficacités de diffraction non polarisées de tous les profils (idéal, moins arrondi, plus arrondi et vu par les mesures confocales) et nous confirmons que l'efficacité de diffraction diminue avec les profils arrondis. Le tableau 9.9 donne les écarts moyens entre les efficacités de diffraction de la lumière non polarisée respectivement en passant du profil idéal au profil moins arrondi, plus arrondi et vu par les mesures confocales.

Écarts entre Efficacités de diffraction non polarisées	Écarts moyens
Des profils idéal et moins arrondi	3.07%
Des profils idéal et plus arrondi	4.83%
Des profil idéal et vu par les mesures confocales	2.43%

TABLE 9.9 – Écarts moyens entre les efficacités de diffraction de la lumière non polarisée en passant du profil idéal au profil moins arrondi, plus arrondi et vu par les mesures confocales.

On notera un écart moyen de 3.07% en passant du profil idéal au profil moins arrondi, de 4.83% en passant du profil idéal au profil plus arrondi et de 2.43% en passant du profil idéal

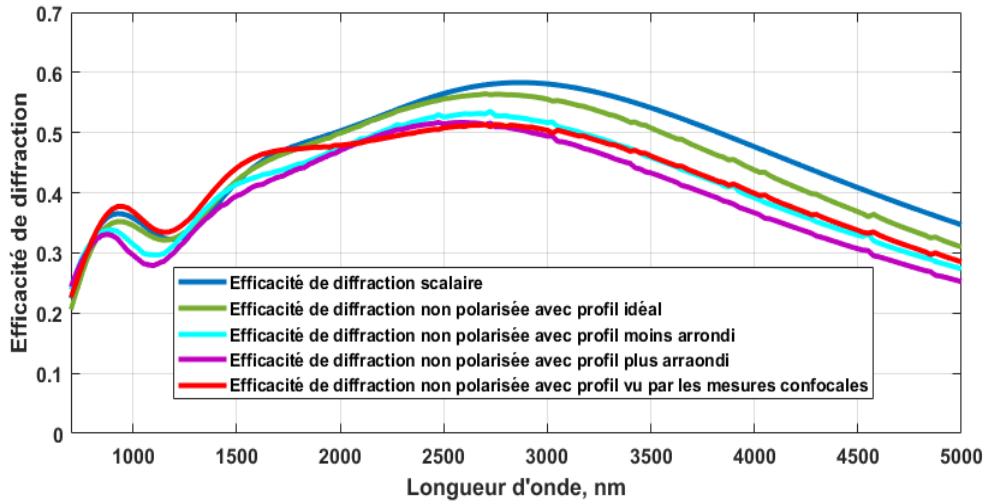


FIGURE 9.15 – Efficacités de diffraction non polarisées du premier ordre pour un réseau optimisé à trois longueurs d’onde de blaze de 996 nm, 2179 nm et 3397 nm obtenue par la théorie rigoureuse PCGrate, en utilisant les profils idéal et réalistes, avec les paramètres donnés dans le tableau 7.1, comparées à la courbe scalaire.

au profil vu par les mesures confocales. L’explication physique derrière ces diminutions est simple : en passant du profil idéal au profil plus arrondi, l’efficacité de diffraction diminue et cela est dû au fait que la hauteur et la période réelle des sillons diminue avec les profils plus arrondis. En passant du profil idéal au profil vu par les mesures confocales, l’efficacité de diffraction diminue avec un déplacement des courbes vers la gauche ce qui a comme conséquence immédiate une diminution de l’efficacité vers les plus grandes longueurs d’onde et une augmentation vers les plus petites. Cela est dû au caractère multi-angles de ce profil qui a pour effet l’affaissement et le déplacement des courbes vers la gauche. Ces diminutions ne sont pas négligeables et elles doivent être tenues en considération par les fabricants.

9.3.2 Sensibilité à la polarisation

Un inconvénient important lorsqu’on utilise un réseau comme élément disperseur est la sensibilité relativement grande à la polarisation, c’est-à-dire que l’efficacité de diffraction est différente pour la polarisation TM et TE. Cette différence dépend de l’angle d’incidence, de la longueur d’onde et de la période du réseau. La sensibilité de polarisation du réseau peut être étudiée avec la théorie rigoureuse. L’équation 9.1 donne le contraste ou le degré de polarisation d’un réseau appelé C .

$$C = \frac{\eta_{TE} - \eta_{TM}}{\eta_{TE} + \eta_{TM}} \quad (9.1)$$

où η_{TE} et η_{TM} sont respectivement les rendements de diffraction pour la lumière polarisée TE et TM. Les courbes des figures 9.11, 9.12, 9.13 et 9.14 permettent de déduire la dépendance

à la polarisation de ce réseau à trois longueurs d'onde de blazes. La figure 9.16 illustre cette dépendance en tant que contraste ou degré de polarisation pour des profils idéal et réalistes. Dans le cas de l'imageur hyperspectral Chandrayaan 2, le contraste de polarisation du réseau

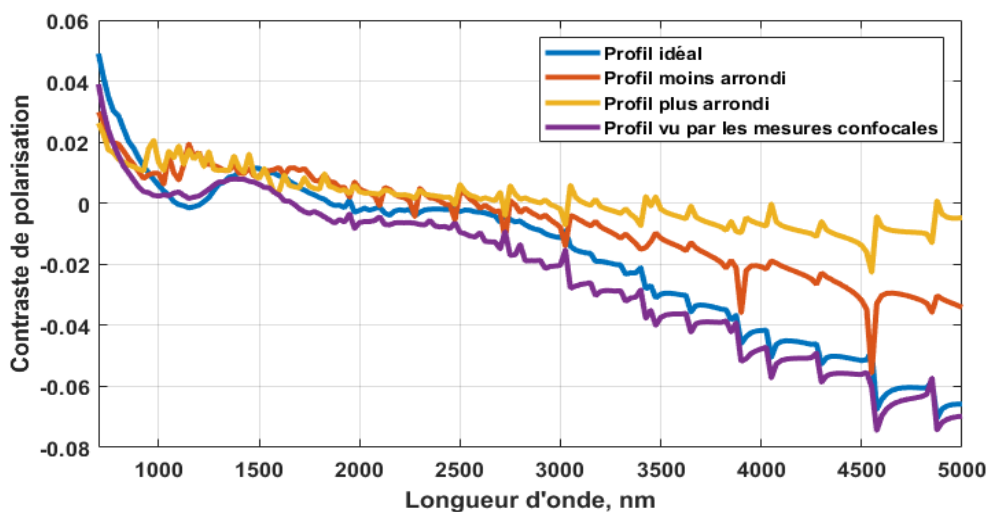


FIGURE 9.16 – Contraste de polarisation du premier ordre d'un réseau optimisé à trois longueurs d'onde de blaze 953 nm, 2170 nm et 3632 nm basé sur la théorie rigoureuse en utilisant les profils idéal et réalistes.

doit rester inférieur à 5%. Cette exigence est satisfaite sur presque toute la bande spectrale par les profils arrondis et à plus de 80% de la bande par les profils idéal et vu par les mesures confocales. Si les profils arrondis diminuent l'efficacité de la diffraction, ils réduisent également le contraste de polarisation. Le contraste de polarisation a diminué de 7%, pour le profil idéal, à à peu près 1% pour le profil plus arrondi, en particulier dans l'infrarouge moyen où la sensibilité est la plus élevée. Dans les limites de l'efficacité de diffraction souhaitée, une forme aplatie en haut et un fond arrondi des sillons atténuent l'effet de la sensibilité à la polarisation. Les profils vus par les mesures confocales diminuent l'efficacité de diffraction par rapport au profil idéal mais le contraste de polarisation est pratiquement du même ordre de grandeur.

9.4 Calcul de l'efficacité de diffraction en fonction de l'angle d'incidence

Le réseau étant convexe, l'angle d'incidence d'un front d'onde presque collimaté varie le long de sa surface. Pour une incidence de 27,12 degrés au centre du réseau, les angles d'incidence aux extrémités gauche et droite sont respectivement de 15,04 et 39,20 degrés. En conséquence, l'efficacité de diffraction du réseau à profil idéal en fonction de l'angle d'incidence est étudiée ci-dessous. La simulation est effectuée à une longueur d'onde de 2500 nm et le résultat est donné à la figure 9.17.

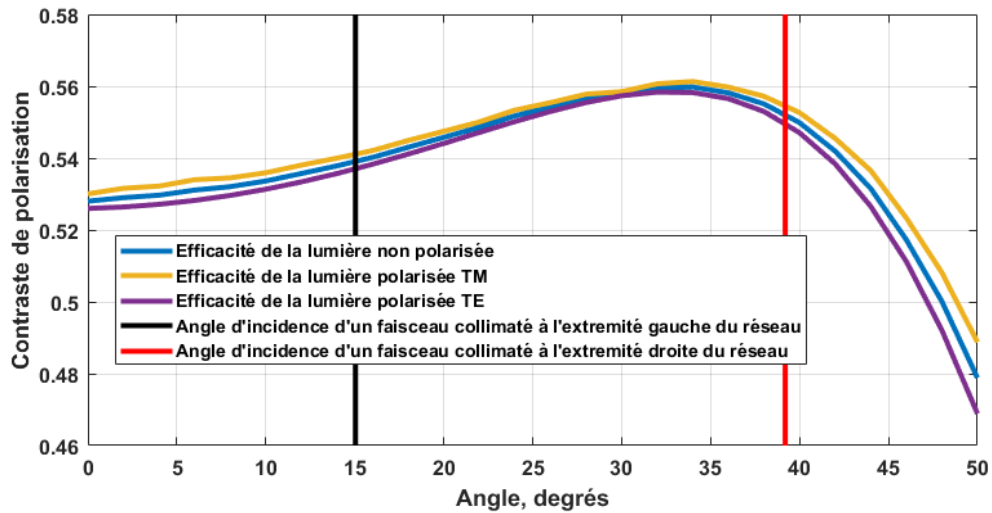


FIGURE 9.17 – Efficacité de diffraction du réseau multi-blaze, en fonction de l’angle d’incidence, donnée par la théorie rigoureuse utilisant le profil idéal. L’angle d’incidence du champ central étant de 27.12 degrés, les lignes noire et rouge indiquent respectivement les angles d’incidence aux extrémités gauche (15.04 degrés) et droite (39.19 degrés) du réseau.

L’efficacité de diffraction varie de 2% en passant de l’extrémité gauche vers l’extrémité droite. Le contraste de polarisation en fonction de l’angle d’incidence est donné à la figure 9.18. Comme on peut le voir sur la figure 9.18, le contraste de polarisation est largement inférieur à 5% à l’intérieur des limites d’utilisation.

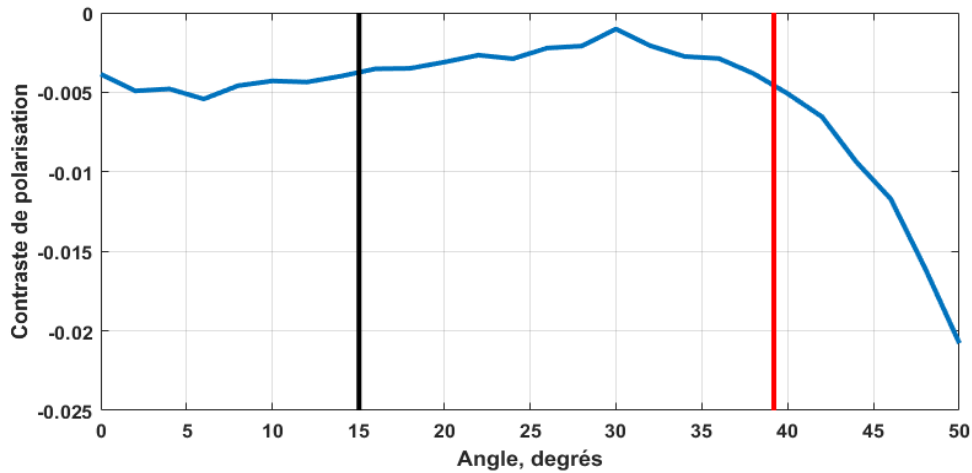


FIGURE 9.18 – Contraste de polarisation du réseau multi-blaze, en fonction de l’angle d’incidence, donnée par la théorie rigoureuse utilisant le profil idéal. L’angle d’incidence du champ central étant de 27.12 degrés, les lignes noire et rouge indiquent respectivement les angles d’incidence aux extrémités gauche (15.04 degrés) et droite (39.19 degrés) du réseau.

9.5 Conclusion du chapitre

Les résultats obtenus avec un seul blaze ont montré qu’un tel réseau de diffraction ne peut pas couvrir une plage spectrale allant de 0,7 microns à 5 microns avec l’efficacité de diffraction requise. Par conséquent un réseau multi-blaze s’impose. La méthode que nous avons proposée pour déterminer le nombre de longueurs d’onde de blaze et leurs poids nous a permis d’arriver à cinq solutions : une solution avec deux, trois, quatre, cinq et six longueurs d’onde de blaze. L’efficacité de diffraction avec trois longueurs d’onde de blaze est la meilleure. Au niveau quantitatif, les quatre solutions (3 à 6 blazes) sont presque les mêmes, mais le fait d’avoir une solution acceptable avec trois longueurs d’onde de blazes offre un avantage à cette solution sur les autres. C’est cette configuration à trois blazes qui est retenue. Ces longueurs d’onde de blaze sont 953 nm, 2170 nm et 3632 nm avec leur poids respectifs 0.35, 0.37 et 0.28. Le calcul de l’efficacité de diffraction en utilisant à la fois les théories rigoureuse et scalaire a montré qu’une telle conception couvrirait la bande spectrale donnée avec une efficacité correspondant aux spécifications requises. Nous avons également montré l’impact des profils réalistes tel que rencontré avec les techniques de fabrication pratiques : l’efficacité de diffraction diminue avec les profils arrondis mais la sensibilité à la polarisation est également réduite, en particulier dans l’infrarouge moyen. Les profils vus par les mesures confocales diminuent l’efficacité avec un déplacement des courbes rigoureuses vers la gauche mais la sensibilité à la polarisation est semblable à celle du profil idéal. Nous avons également calculé le degré de polarisation du multi-blaze en fonction de l’angle d’incidence pour une longueur d’onde de 2500 nm. Les résultats montrent que, lorsque l’angle d’incidence reste dans les limites de travail, le contraste de polarisation reste faible.

9.6 Images fournies par l'Instrument Hyperspectral Chandrayaan 2

Les informations qui suivent ont été communiquées par notre partenaire AMOS et se trouvent sur le site de l'ISRO (Indian Space Research Organization) [110]. Lancé le 22 juillet 2019, le spectromètre d'imagerie infrarouge embarqué sur Chandrayaan 2 est conçu pour mesurer la lumière du soleil réfléchi et une partie de la lumière émise par la surface lunaire dans des canaux spectraux étroits et contigus (bandes) allant de 800 à 5000 nanomètres (0,8 à 5,0 micromètres). Il utilise un réseau pour diviser et disperser la lumière solaire réfléchi (et la composante émise) en différentes bandes spectrales. L'objectif principal est de comprendre l'origine et l'évolution de la Lune dans un contexte géologique en cartographiant la composition minérale et volatile de la surface lunaire à l'aide des signatures dans le spectre solaire réfléchi. L'instrument a commencé à fournir des images de la terre le 03 août 2019 (Figure 9.19). Le 19/8/2019,

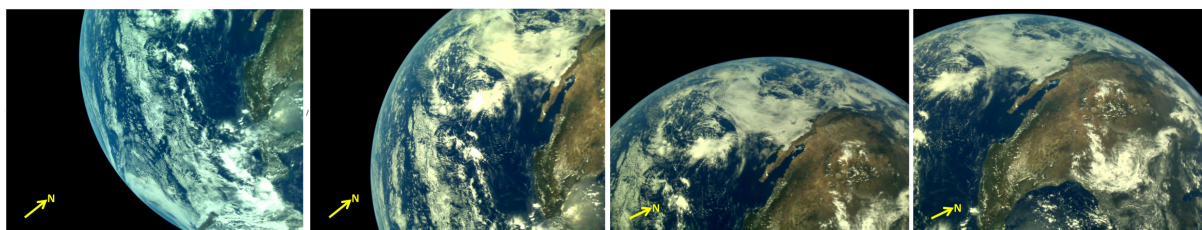


FIGURE 9.19 – Images, de la terre, fournies par l'imageur hyperspectral Chandrayaan 2 avant son insertion sur son orbite.

l'Instrument Chandrayaan 2 est inséré sur son orbite et le 22/8/2019 Chandrayaan 2 envoie l'image globale de la lune (Figure 9.20). Le 26/8/2019, l'instrument hyperspectral montre les



FIGURE 9.20 – Vue d'ensemble de la lune fournie par l'imageur hyperspectral Chandrayaan 2.

images de la lune dans les moindres détails (Figures 9.21). On voit différents cratères sur la surface lunaire. Jackson est un cratère d'impact situé dans l'hémisphère nord de la Lune. Il s'agit d'un cratère de 71 km de diamètre à $22,4^\circ$ au nord et $163,1^\circ$ à l'Ouest (indiqué à l'encart).

La caractéristique intéressante sur le bord extérieur ouest du cratère Mach est un autre cratère d'impact, Mitra (92 km de diamètre). Il est nommé d'après le professeur Sisir Kumar Mitra, qui était un physicien indien et récipiendaire de Padma Bhushan connu pour son travail de pionnier dans le domaine de l'ionosphère et de la radio-physique. Le cratère Korolev vu sur l'image est un cratère de 437 km qui a plusieurs petits cratères de tailles différentes. Sur la figure 9.22,

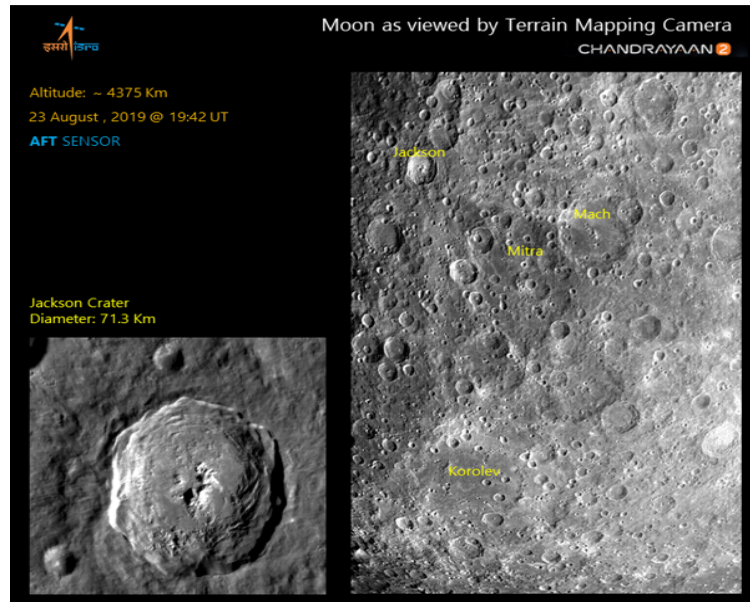


FIGURE 9.21 – Cratères vus sur la surface lunaire.

Sommerfeld est un grand cratère d'impact situé aux latitudes nord de la Lune. C'est un cratère de 169 km de diamètre à $65,2^\circ$ au nord et $162,4^\circ$ à l'ouest. Il a un intérieur relativement plat entouré d'une montagne circulaire et un certain nombre de petits cratères se trouvent le long du bord de la jante. Le cratère porte le nom du Dr Arnold Sommerfeld, un physicien allemand pionnier dans le domaine de la physique atomique et quantique. Au nord-est de ce cratère se trouve le cratère Kirkwood du nom de l'astronome américain Daniel Kirkwood, un autre cratère d'impact bien formé d'environ 68 km de diamètre.

La figure 9.23, montre des cratères d'impact tels que Plaskett (109 km), Rozhdestvenskiy (177 km) et Hermite (104 km ; l'un des endroits les plus froids du système solaire (25 K)). Le 04/10/2019, l'instrument livre des images rapprochées de la lune de très haute résolution (Figure 9.24). Le 22/10/2019, une analyse préliminaire des données du spectromètre infrarouge d'imagerie de Chandrayaan 2 est effectuée. La figure 9.25 nous donne les résultats. L'imagerie initiale et les observations par le radar à ouverture synthétique (ROS) à double fréquence de Chandrayaan-2 révèlent que la lune a été bombardée en permanence par des météorites, des astéroïdes et des comètes depuis sa formation. Cela a entraîné la formation d'innombrables cratères d'impact qui forment les caractéristiques géographiques les plus distinctes à sa surface. Les cratères d'impact sont des dépressions approximativement circulaires à la surface de la lune, allant de petites dépressions simples en forme de bol à de grands bassins d'impact complexes à anneaux multiples. Contrairement aux cratères volcaniques, qui résultent d'une

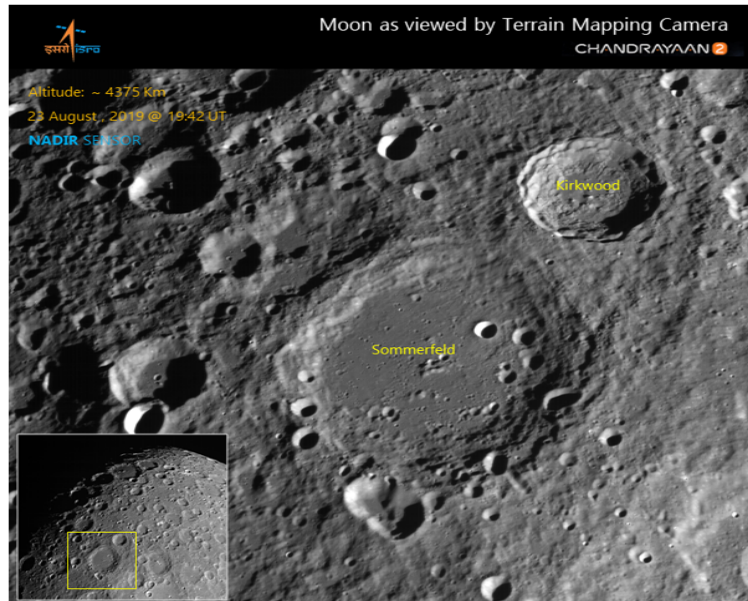


FIGURE 9.22 – Cratères vus sur la surface lunaire.

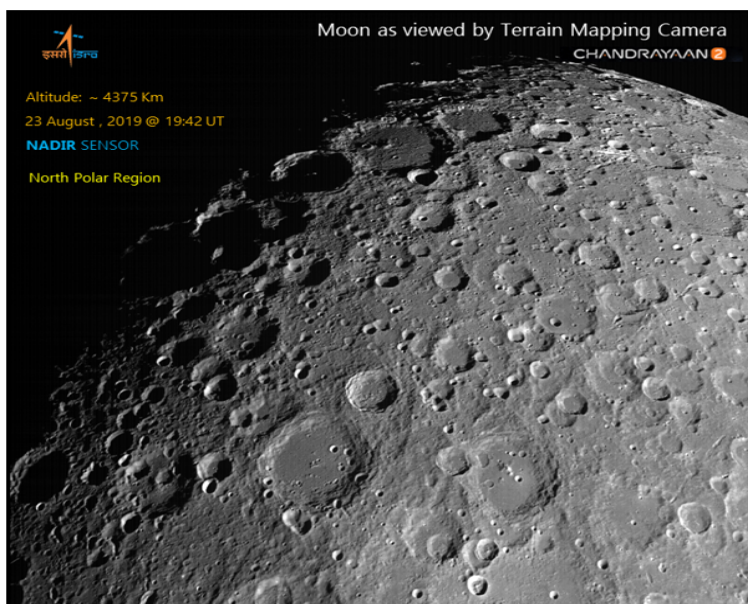


FIGURE 9.23 – Image du nord polaire de la lune.

explosion ou d'un effondrement interne, les cratères d'impact ont généralement des rebords et des sols surélevés qui sont plus bas en élévation que le terrain environnant. L'étude de la nature, de la taille, de la distribution et de la composition des cratères d'impact et des caractéristiques d'éjection associées révèle des informations précieuses sur l'origine et l'évolution des cratères. Les processus d'altération se traduisent par de nombreuses caractéristiques physiques du cratère et le matériau éjecté est couvert par des couches de régolithe, ce qui rend certains d'entre eux

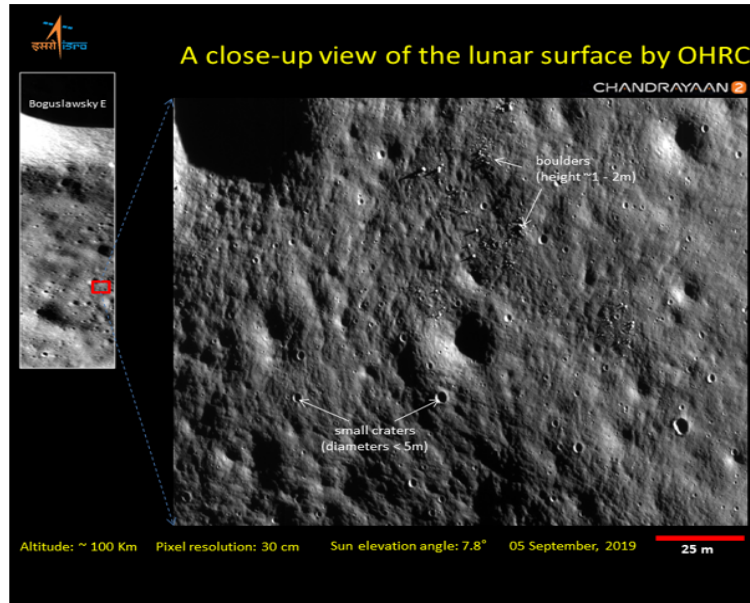


FIGURE 9.24 – Image rapprochée, de très haute résolution, de la lune.

indétectables à l'aide de caméras optiques. Le radar à ouverture synthétique (ROS) est un puissant instrument de télédétection pour étudier les surfaces planétaires et la sous-surface en raison de la capacité du signal radar à pénétrer la surface. Il est également sensible à la rugosité, à la structure et à la composition du matériau de surface et du terrain enterré.

Les systèmes ROS lunaires en orbite lunaire tels que le ROS hybride polarimétrique en bande S sur Chandrayaan-1 d'ISRO et le ROS hybride polarimétrique en bande S et X sur LRO de la NASA, ont fourni des données précieuses sur la caractérisation de la diffusion des matériaux éjectés des cratères d'impact lunaire. Cependant, la bande L et S du ROS sur Chandrayaan-2 est conçue pour produire plus de détails sur la morphologie et les matériaux d'éjection des cratères d'impact en raison de sa capacité d'imagerie avec une résolution plus élevée (plage inclinée de 2 à 75 m) et des modes polarimétriques complets en mode autonome comme en modes communs dans les bande S et L avec une large gamme de couverture d'angle d'incidence ($9,5^\circ$ - 35°). De plus, la plus grande profondeur de pénétration de la bande L (3-5 mètres) permet de sonder le terrain enterré à de plus grandes profondeurs. La charge utile du ROS de la bande L et S aide à identifier sans ambiguïté et à estimer quantitativement la glace d'eau polaire lunaire dans les régions ombragées en permanence.

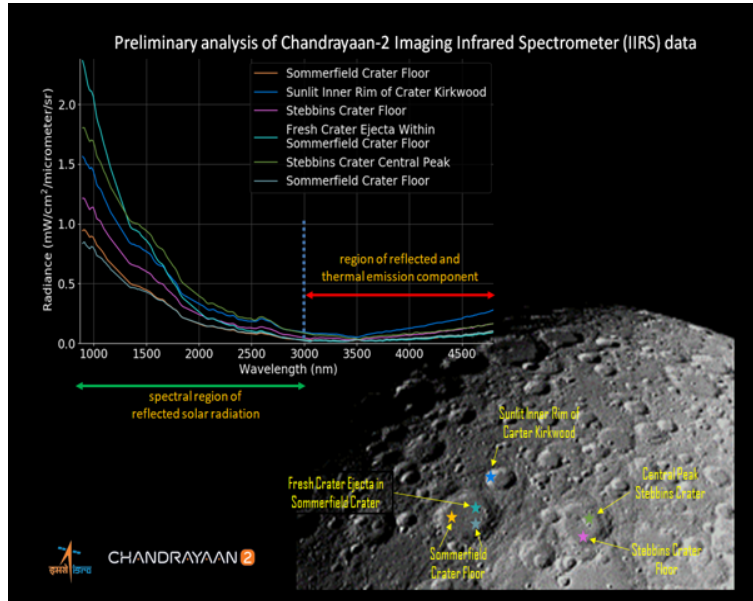


FIGURE 9.25 – Analyse préliminaire des données fournies par Chandrayaan 2.

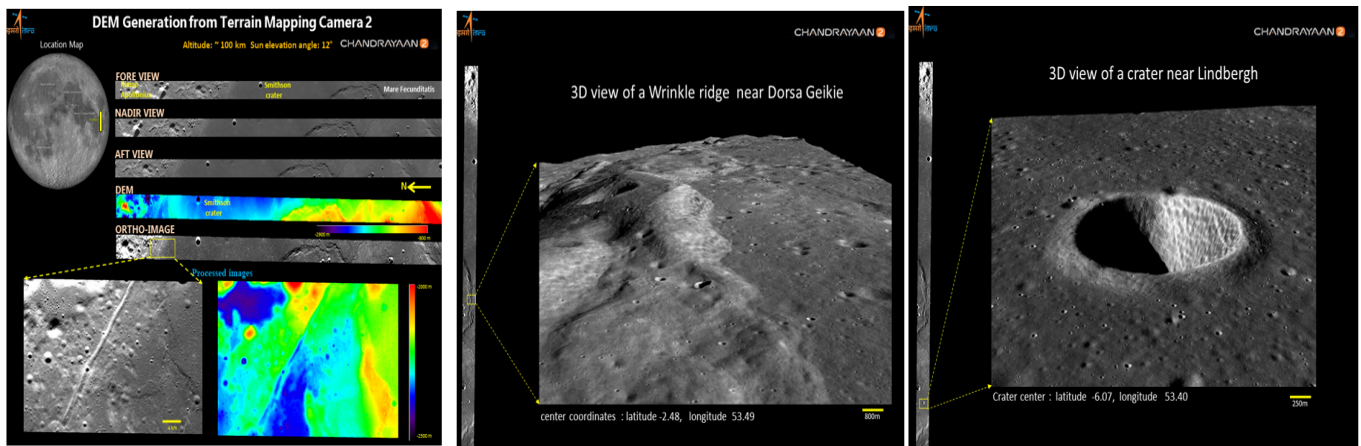


FIGURE 9.26 – Imagerie initiale et observations par le radar à ouverture synthétique à double fréquence de Chandrayaan-2.

Les informations ci-haut fournies sont les seules disponibles au moment où je rédige cette thèse. D'autres données continuent à être envoyées et la mise à jour continuent sur le site donné en référence.

Chapitre 10

Conception du réseau de diffraction de la mission d'Imagerie Hyperspectrale Copernicus (CHIME)

10.1 Objectif de la mission

L'objectif de la mission CHIME (Copernicus Hyperspectral Imaging Mission for the environment) est de fournir des observations hyperspectrales de routine par le biais du programme Copernic pour soutenir les politiques de l'Union européenne et les politiques connexes de gestion des ressources naturelles, des atouts et des avantages. Cette capacité d'observation unique basée sur la spectroscopie du visible à l'infrarouge onde courte (400 nm-2500 nm) soutiendra en particulier des services nouveaux et améliorés pour la sécurité alimentaire, l'agriculture durable et les matières premières. Cela comprend la gestion de la biodiversité, la caractérisation des propriétés des sols, les pratiques minières durables et la préservation de l'environnement [111].

10.2 Spécifications théoriques du réseau et son intégration dans le système optique

Les spécifications techniques sont regroupées dans le tableau 10.1 et le montage donné à la figure 10.1.

Item	Exigences du réseau
Type de réseau	Réseau en réflexion
Profil	réseau blazé
Bande spectrale	400-2500 nm
Diamètre	41 mm
Période	44 traits/mm
ordre de diffraction	-1
Angle d'incidence	19°

TABLE 10.1 – *Spécifications techniques du réseau*

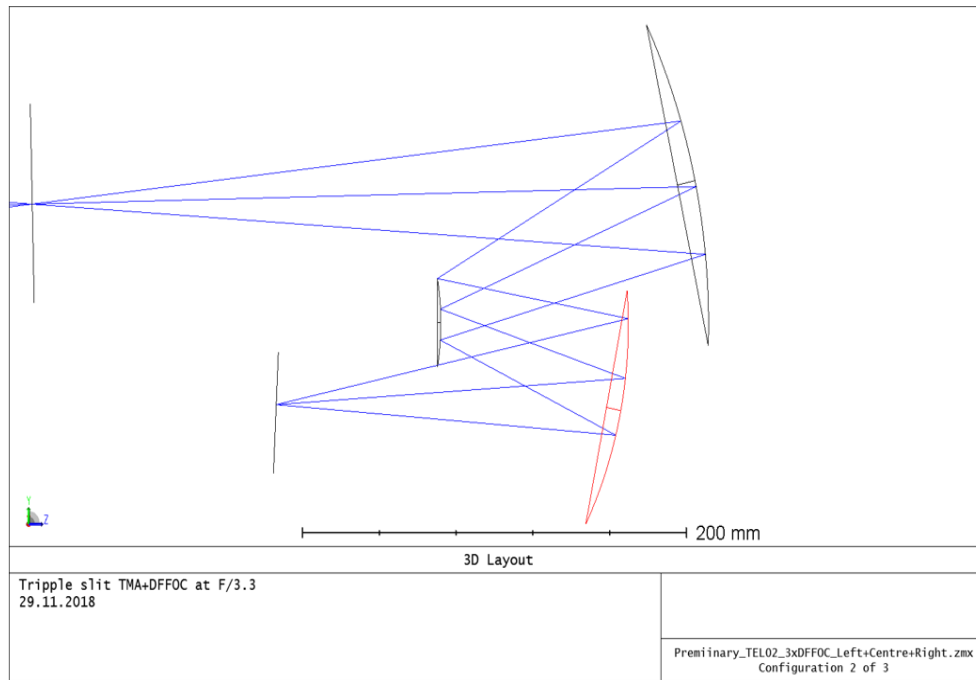


FIGURE 10.1 – Montage du réseau dans le spectro-imageur.

L'efficacité de diffraction à l'intérieur de la bande spectrale pour la lumière non polarisée ne doit pas tomber en dessous des valeurs suivantes indiquées à la figure 10.2.

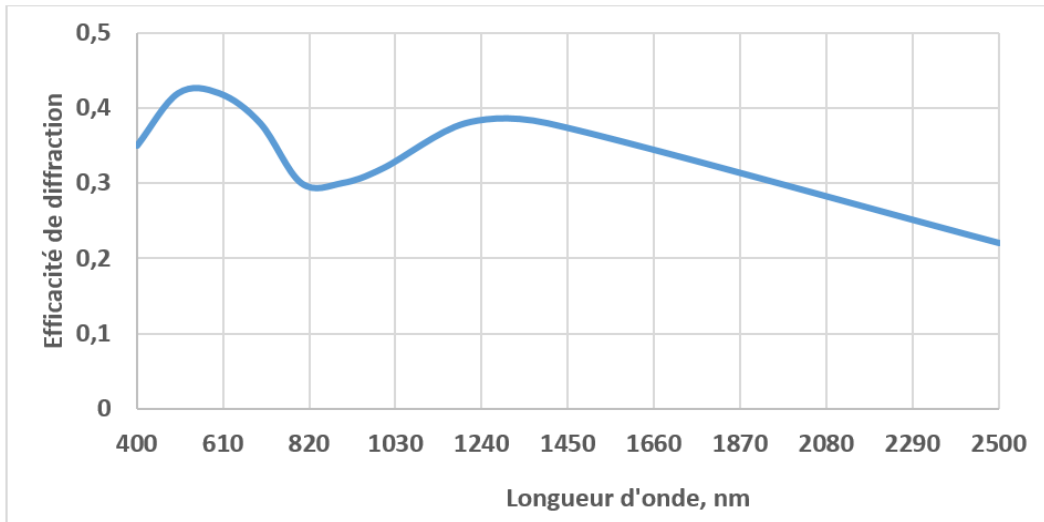


FIGURE 10.2 – Efficacité de diffraction, exigée, de la lumière non polarisée du réseau.

10.3 Recherche d'une configuration réseau répondant aux spécifications techniques

Un simple examen de la courbe d'efficacité exigée montre qu'une solution mono-blaze ne convient pas à ce réseau. Il faut donc une solution multi-blaze. On va donc appliquer notre méthode d'optimisation pour trouver les longueurs d'onde de blaze. Nous choisissons sur la courbe de la figure 10.2 les valeurs qui seront utilisées pour définir les systèmes d'équations à résoudre.

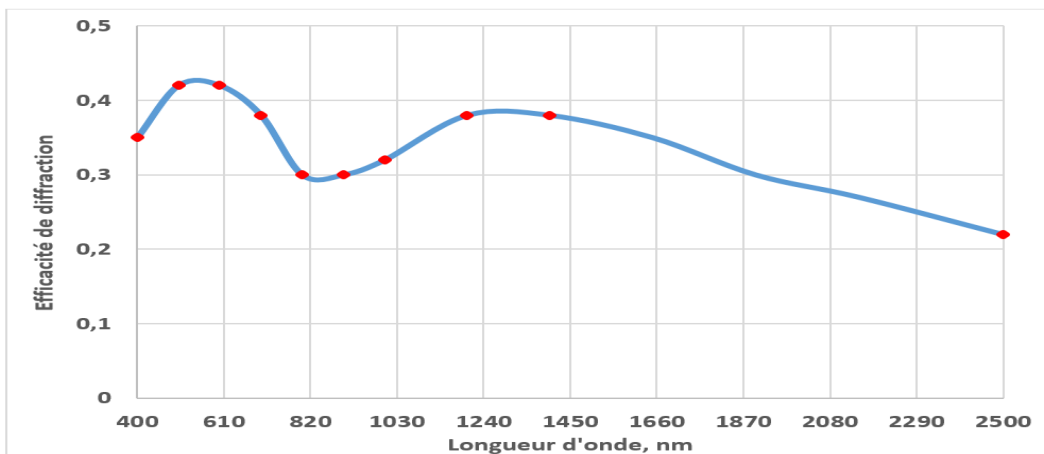


FIGURE 10.3 – Valeurs sélectionnées, sur la courbe de référence exigée, pour définir le système d'équations à résoudre.

Voyons maintenant si un réseau dual-blaze peut répondre aux exigences du réseau en termes d'efficacité de diffraction. Le système d'équation qui va nous donner les longueurs d'onde de blaze sera un système à cinq variables : deux longueurs d'onde $x(1)$ et $x(2)$, leurs poids $x(3)$ et $x(4)$ ainsi que la marge $x(5)$. Les poids doivent être positifs et leur somme égale à 1. L'efficacité maximum sur la courbe étant de 43% à 550 nm, la marge est comprise entre 0 et 57%. Le système à résoudre est donné par la fonction F suivante :

```
function F=chime(x)
F=[(sin(pi*(x(1)/400)-1))/(pi*(x(1)/400-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/400)-1))/(pi*(x(2)/400-1))^2*x(4)-(0.35+x(5));
((sin(pi*(x(1)/500)-1))/(pi*(x(1)/500-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/500)-1))/(pi*(x(2)/500-1))^2*x(4)-(0.42+x(5));
((sin(pi*(x(1)/600)-1))/(pi*(x(1)/600-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/600)-1))/(pi*(x(2)/600-1))^2*x(4)-(0.42+x(5));
((sin(pi*(x(1)/700)-1))/(pi*(x(1)/700-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/700)-1))/(pi*(x(2)/700-1))^2*x(4)-(0.38+x(5));
((sin(pi*(x(1)/800)-1))/(pi*(x(1)/800-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/800)-1))/(pi*(x(2)/800-1))^2*x(4)-(0.3+x(5));
((sin(pi*(x(1)/900)-1))/(pi*(x(1)/900-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/900)-1))/(pi*(x(2)/900-1))^2*x(4)-(0.3+x(5));
((sin(pi*(x(1)/1000)-1))/(pi*(x(1)/1000-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/1000)-1))/(pi*(x(2)/1000-1))^2*x(4)-(0.32+x(5));
((sin(pi*(x(1)/1200)-1))/(pi*(x(1)/1200-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/1200)-1))/(pi*(x(2)/1200-1))^2*x(4)-(0.38+x(5));
((sin(pi*(x(1)/1400)-1))/(pi*(x(1)/1400-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/1400)-1))/(pi*(x(2)/1400-1))^2*x(4)-(0.38+x(5));
((sin(pi*(x(1)/2500)-1))/(pi*(x(1)/2500-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/2500)-1))/(pi*(x(2)/2500-1))^2*x(4)-(0.22+x(5));
x(3)-abs(x(3));
x(4)-abs(x(4));
x(5)>0;
x(5)<=0.57;
x(3)+x(4)-1];
```

Le système admet une seule solution valable $x = (518; 1521; 0.6; 0.4; 0.09)$ pour n'importe quel vecteur initial, c'est-à-dire les longueurs d'onde de 518 nm et 1521 nm avec leurs poids respectifs de 0.6 et 0.4 ainsi qu'une marge de 9% pour prévoir les dégradations du réseau dus aux erreurs de fabrication. L'efficacité de diffraction du réseau dual blaze optimisé à ces deux longueurs d'onde, et calculée par la théorie scalaire, est donnée à la figure 10.4. Les résultats ci-dessus montrent qu'une solution dual blaze suffit pour répondre aux spécifications du réseau en termes d'efficacité de diffraction. En effet, le système nous a donné une solution à deux blazes : 518 nm et 1521 nm de poids respectifs 0.6 et 0.4 ainsi qu'une marge moyenne de 9%. L'efficacité de diffraction calculée par la théorie scalaire est une courbe qui est supérieure à la courbe de référence avec un surplus en différence relative de surface de 33.71% sur toute la bande spectrale.

On peut maintenant utiliser ces paramètres pour vérifier les performances en utilisant la théorie vectorielle rigoureuse implémentée sous PCGrate software, la seule capable d'étudier la sensibilité à la polarisation. Pour cela nous construisons à la figure 10.5 les profils correspondants à ces deux longueurs d'onde de blaze et qui seront simulés dans PCgrate software.

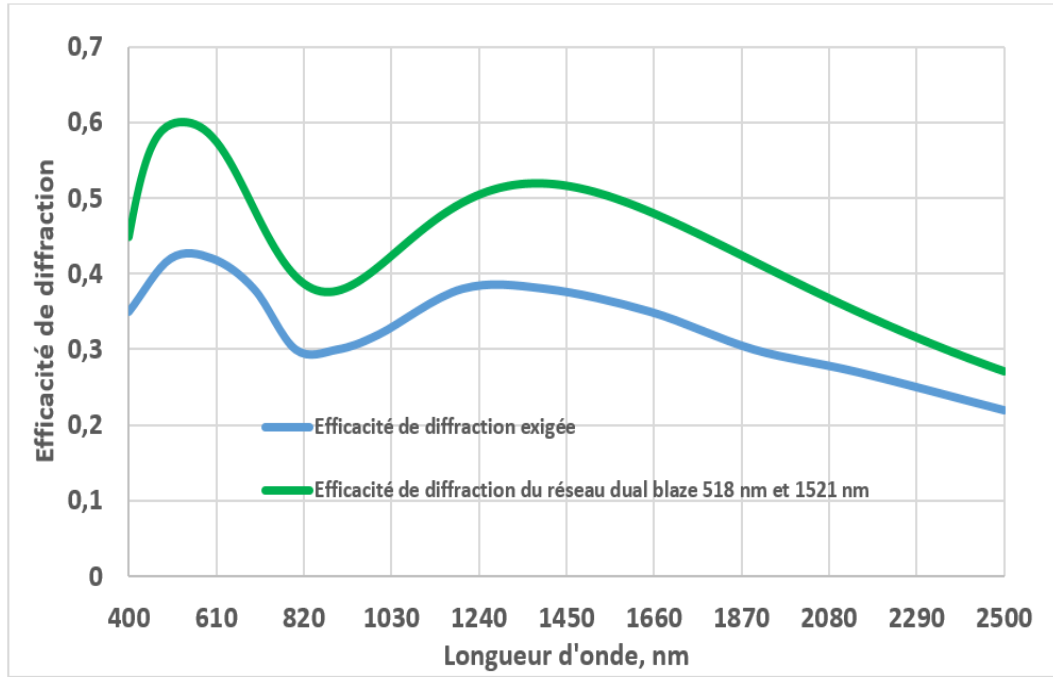


FIGURE 10.4 – Efficacité de diffraction du réseau optimisé à deux longueurs d’onde de blaze 518 nm et 1521 nm avec leurs poids respectifs 0.6 et 0.4 donnée par la théorie scalaire.

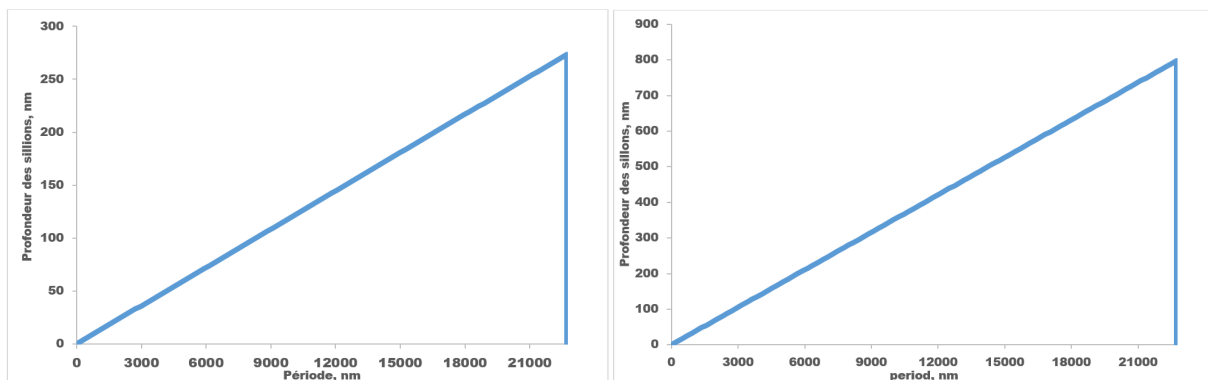


FIGURE 10.5 – Profils correspondant à ces longueurs d’onde de blaze : à gauche, le profil correspondant à 518 nm et à droite celui correspondant à 1521 nm. Notez que les axes ne sont pas à la même échelle.

L’efficacité de diffraction du réseau optimisé à ces deux longueurs d’onde, et calculée par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate software, est donnée à la figure 10.6. Les courbes de cette figure confirment les résultats de la théorie scalaire car elles sont conformes à la courbe de la figure 10.4. Nous calculons à la figure 10.7, le contraste de polarisation du réseau de la mission CHIME. Il oscille entre 0 et 2% dans la bande du visible au proche infrarouge et augmente rapidement dans l’infrarouge onde courte pour atteindre 6% vers la fin de cette bande.

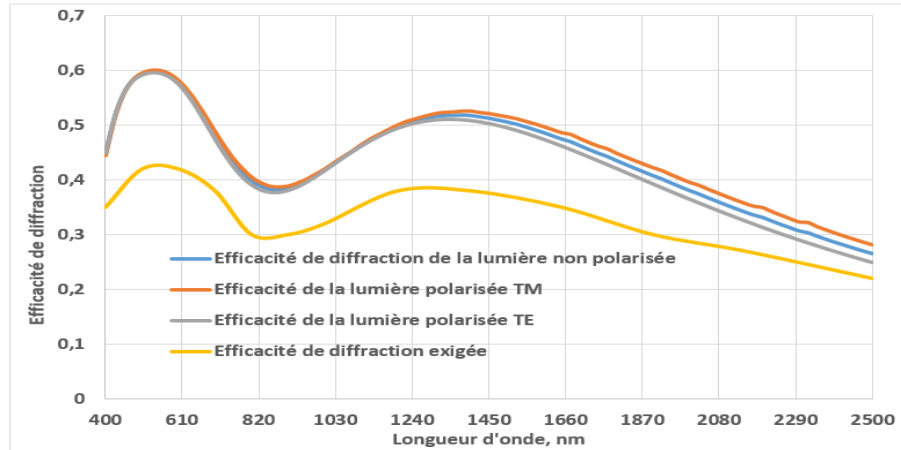


FIGURE 10.6 – Efficacité de diffraction du réseau optimisé à deux longueurs d’onde de blaze 518 nm et 1521 nm avec leurs poids respectifs 0.6 et 0.4, donnée par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate.

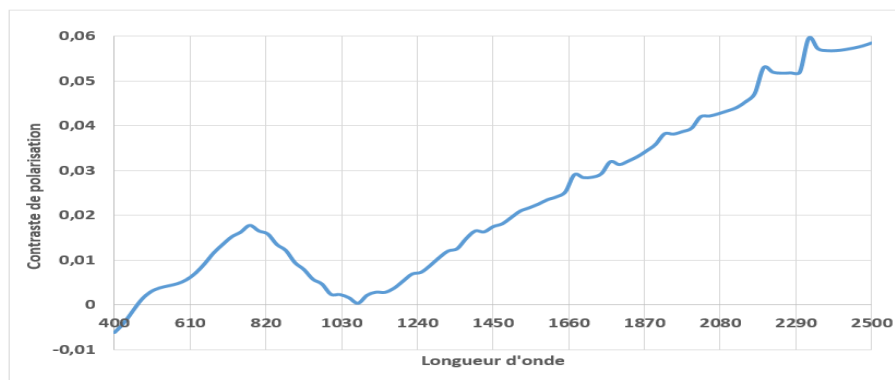


FIGURE 10.7 – Contraste de polarisation du réseau optimisé à deux longueurs d’onde de blaze 518 nm et 1521 nm.

10.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons procédé à la conception du réseau pour la mission CHIME. C’est un réseau qui fonctionne dans la bande du visible à l’infrarouge onde courte avec une courbe d’efficacité de diffraction de la lumière non polarisée donnée à la figure 10.2. L’analyse de la courbe nous montre bien qu’un réseau mono-blaze ne peut pas répondre en termes d’efficacité de diffraction. Nous avons donc utilisé notre méthode d’optimisation pour déterminer la meilleure configuration multi-blaze. Avec seulement deux longueurs d’onde de blaze 518 nm et 1521 nm et leurs poids respectifs 0.6 et 0.4, on arrive à une courbe plus haute par rapport à

celle de référence avec une marge de 9%. La courbe de référence étant une courbe d'efficacité de diffraction de la lumière non polarisée, nous avons construit les profils correspondants à ces longueurs d'onde de blaze pour calculer l'efficacité de diffraction du réseau par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate software, la seule capable d'étudier cet aspect de la sensibilité à la polarisation des réseaux. Les résultats de la figure 10.6 montrent que la courbe d'efficacité de diffraction de la lumière non polarisée est aussi plus haute par rapport à la courbe de référence avec un contraste de polarisation qui oscille entre 0 et 2% dans la bande du visible au proche infrarouge mais qui augmente au fur et à mesure que le rapport période à la longueur d'onde diminue jusqu'à atteindre une valeur de 6% à la fin de bande onde courte (figure 10.7).

Chapitre 11

Optimisation simultanée d'un réseau dans deux ordres de diffraction

11.1 Introduction

Selon les besoins techniques ou d'efficacité, on peut exploiter simultanément deux ordres de diffraction en utilisant un détecteur approprié par ordre de diffraction. Supposons par exemple un spectro-imageur opérant dans la bande allant du visible à l'infrarouge onde courte. On peut utiliser l'ordre 1 dans l'infrarouge onde courte et l'ordre 2 dans la bande du visible au proche infrarouge. Dans ce chapitre, nous allons essayer d'optimiser simultanément un réseau d'un imageur hyperspectral dans deux ordres de diffraction et dans la bande du visible à l'infrarouge onde courte. Il s'agit d'un réseau d'une variante de l'imageur hyperspectral THEO (Technologies for Hyperspectral Earth Observation) de l'ESA.

11.2 Montage optique du réseau de diffraction et spécifications techniques

Cette conception est basée sur un spectro-imageur Offner à réseau convexe dans lequel le premier ordre diffracté est dirigé vers le détecteur infrarouge onde courte c'est-à-dire de 0.9 à 2.5 μm tandis que le deuxième ordre diffracté est envoyé vers le détecteur du visible au proche infrarouge (entre 0.4 et 0.9 μm) à l'aide d'un séparateur de faisceau dichroïque. La figure 11.1 illustre ce montage.

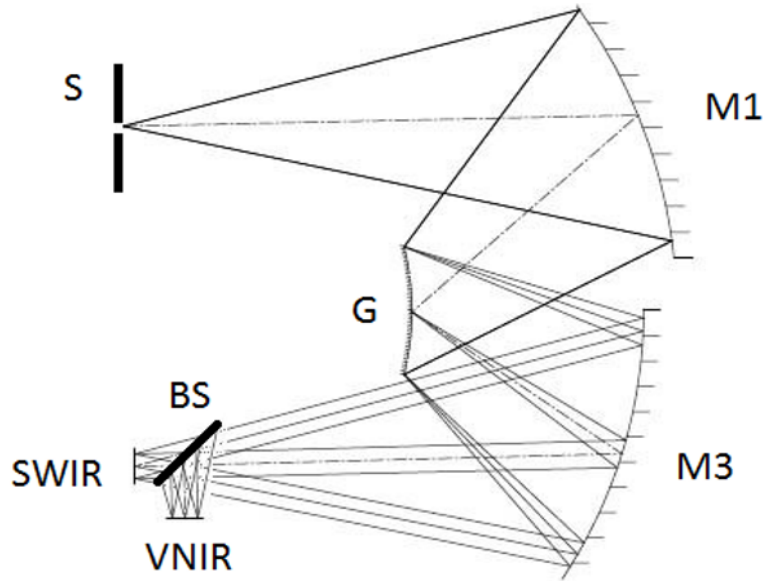


FIGURE 11.1 – Montage réseau, proposé par AMOS, dans une configuration de type Offner. Les ordres 1 et 2 sont renvoyés sur leurs détecteurs respectifs via un filtre dichroïque.

Les spécifications techniques du réseau sont résumées dans le tableau 11.1

Profil de la surface	sphérique convexe
Forme de la surface	circulaire
Diamètre	30 mm
Rayon de courbure	70 mm
Matériau	Aluminium optique
Coating	or
Densité des sillons	40tr/mm
Angle d'incidence du champ central	25°
Ordre d'optimisation	+1
Bande spectrale	0.4 à 2.5 μm

TABLE 11.1 – Spécifications du réseau

L'efficacité de diffraction exigée du réseau dans les deux ordres est donnée à la figure 11.2 où la courbe d'efficacité de diffraction souhaitée dans l'ordre 1 couvre la bande infrarouge onde courte et la courbe d'efficacité de diffraction souhaitée dans l'ordre 2 couvre le visible au proche infrarouge.

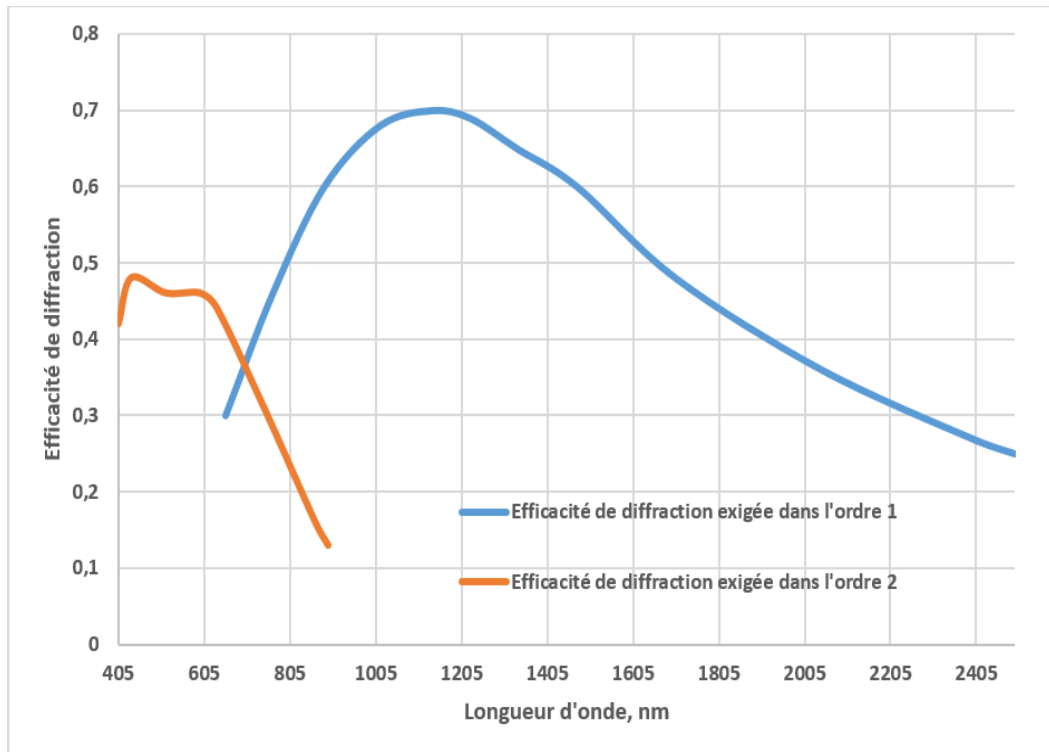


FIGURE 11.2 – Efficacité de diffraction exigée du réseau dans les ordres 1 (entre 0.9 et 2.5 μm) et 2 (entre 0.4 et 0.9 μm).

11.3 Recherche d'une solution appropriée à ce problème

11.3.1 Réseau mono-blaze

Est-ce qu'un réseau mono-blaze peut résoudre ce problème d'optimisation d'un réseau dans deux ordres de diffraction et de façon simultanée ? Sans aller trop loin dans le processus de l'optimisation, la réponse est non car les pics des deux courbes sont très basses et la largeur des courbes assez grande surtout pour l'ordre 2. Ces caractéristiques relevées ne peuvent pas être celles des courbes d'un réseau simple blaze.

11.3.2 Réseau multi-blaze

Les résultats d'optimisation d'un réseau multi-blaze nous révèlent qu'une solution multi-blaze permet de diminuer l'efficacité maximale d'une solution mono-blaze pour l'augmenter sur les extrémités de la bande spectrale d'intérêt. Nous allons d'abord essayer avec une solution dual blaze. Pour cela et comme nous l'avons fait dans les chapitres précédents, construisons un système d'équations à cinq variables c'est-à-dire deux longueurs d'onde de blaze $x(1)$ et $x(2)$, leurs poids $x(3)$ et $x(4)$ et la marge $x(5)$ pour prévoir les dégradations éventuelles du réseau lors de la fabrication. Nous allons utiliser la courbe de référence dans l'ordre 2 vu son allure

particulière (deux pics et un valet très rapprochés). Si une solution est trouvée dans cet ordre, elle sera automatique dans le premier ordre vu que les courbes d'efficacité d'un réseau multi-blaze dans les ordres supérieurs s'affaissent très rapidement par rapport au premier ordre. La figure 11.3 montre les valeurs sélectionnées sur la courbe de référence et qui seront utilisés pour la définition du système.

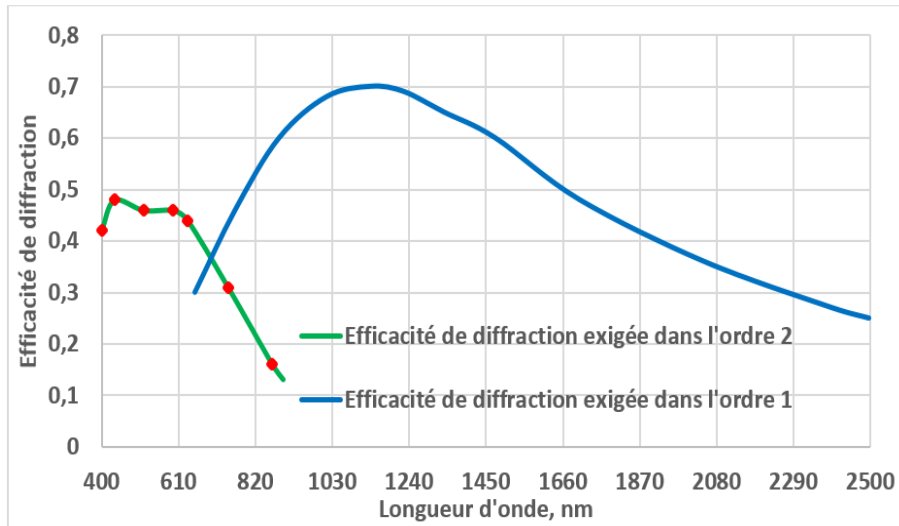


FIGURE 11.3 – Efficacités de diffraction exigées et valeurs sélectionnées sur la courbe dans l'ordre 2 pour définir les systèmes.

Le système correspondant au dual blaze et construit en utilisant les valeurs sélectionnées sur la figure 11.3 est défini comme suit :

```

function F=systeme2tri(x)
=[((sin(2*pi*(x(1)/400)-1))/(2*pi*(x(1)/400)-1))^2*x(3)+((sin(2*pi*(x(2)/400)-1))/(2*pi*(x(2)/400)-1))^2*x(4)-(0.42+x(5));
((sin(2*pi*(x(1)/435)-1))/(2*pi*(x(1)/435)-1))^2*x(3)+((sin(2*pi*(x(2)/435)-1))/(2*pi*(x(2)/435)-1))^2*x(4)-(0.48+x(5));
((sin(2*pi*(x(1)/515)-1))/(2*pi*(x(1)/515)-1))^2*x(3)+((sin(2*pi*(x(2)/515)-1))/(2*pi*(x(2)/515)-1))^2*x(4)-(0.46+x(5));
((sin(2*pi*(x(1)/595)-1))/(2*pi*(x(1)/595)-1))^2*x(3)+((sin(2*pi*(x(2)/595)-1))/(2*pi*(x(2)/595)-1))^2*x(4)-(0.46+x(5));
((sin(2*pi*(x(1)/635)-1))/(2*pi*(x(1)/635)-1))^2*x(3)+((sin(2*pi*(x(2)/635)-1))/(2*pi*(x(2)/635)-1))^2*x(4)-(0.44+x(5));
((sin(2*pi*(x(1)/745)-1))/(2*pi*(x(1)/745)-1))^2*x(3)+((sin(2*pi*(x(2)/745)-1))/(2*pi*(x(2)/745)-1))^2*x(4)-(0.31+x(5));
((sin(2*pi*(x(1)/865)-1))/(2*pi*(x(1)/865)-1))^2*x(3)+((sin(2*pi*(x(2)/865)-1))/(2*pi*(x(2)/865)-1))^2*x(4)-(0.16+x(5));
abs(x(3))-x(3);
abs(x(4))-x(4);
x(5)>0;
x(5)<=0.52;
x(3)+x(4)-1];

```

Le système sera résolu en utilisant l'algorithme développé dans le chapitre 8 (équation 8.3). Le système admet une seule solution $x = [447 ; 685 ; 0.6 ; 0.4 ; 0.09]$ c'est-à-dire deux longueurs d'onde de blaze 447 nm et 685 nm avec leurs poids respectifs 0.6 et 0.4 ainsi qu'une marge moyenne de 9%. L'efficacité de diffraction du réseau optimisé à ces deux longueurs d'onde de blaze dans l'ordre 2, et calculée par la théorie scalaire est donnée à la figure 11.4.

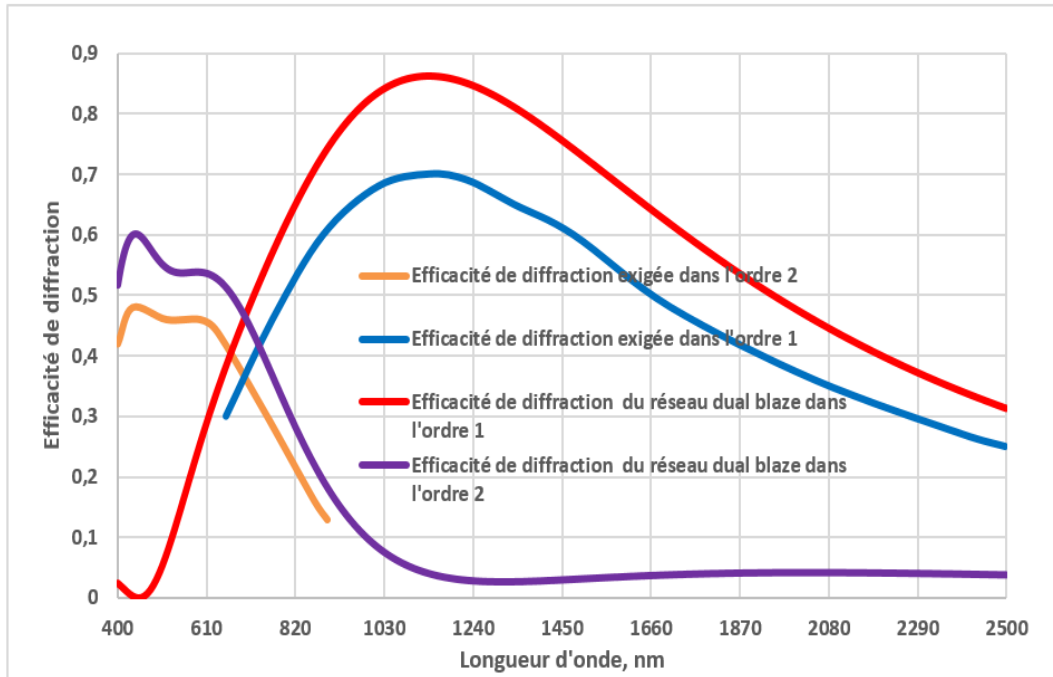


FIGURE 11.4 – Efficacités de diffraction du réseau dual blaze 447 nm et 685 nm, données par la théorie scalaire en comparaison avec les courbes de référence.

Comme le montre la figure 11.4, la solution multi-blaze peut être utilisée pour optimiser un réseau dans deux ordres de diffraction (ordres 1 et 2 par exemple). Les courbes obtenues avec la solution dual blaze par la théorie scalaire sont conformes aux courbes de référence dans les deux bandes spectrales d'intérêt à savoir la bande du visible au proche infrarouge (entre 400 nm et 900 nm) pour l'ordre 2 et la bande infrarouge onde courte (entre 900 nm et 2500 nm) pour l'ordre 1. En construisant géométriquement les profils correspondant à ces longueurs d'onde de blaze, on peut par la théorie rigoureuse sous le logiciel PCGrate software, vérifier ces résultats. Les figures 11.5 et 11.6 représentent respectivement les profils correspondant aux longueurs d'onde de blaze de 447 nm et 685 nm avec comme ordre d'optimisation l'ordre 2. L'efficacité de diffraction du réseau dual blaze 447 nm avec un poids de 60% et 685 nm avec un poids de 40% calculée par la théorie rigoureuse est donnée à la figure 11.7 en comparaison avec les courbes de référence.

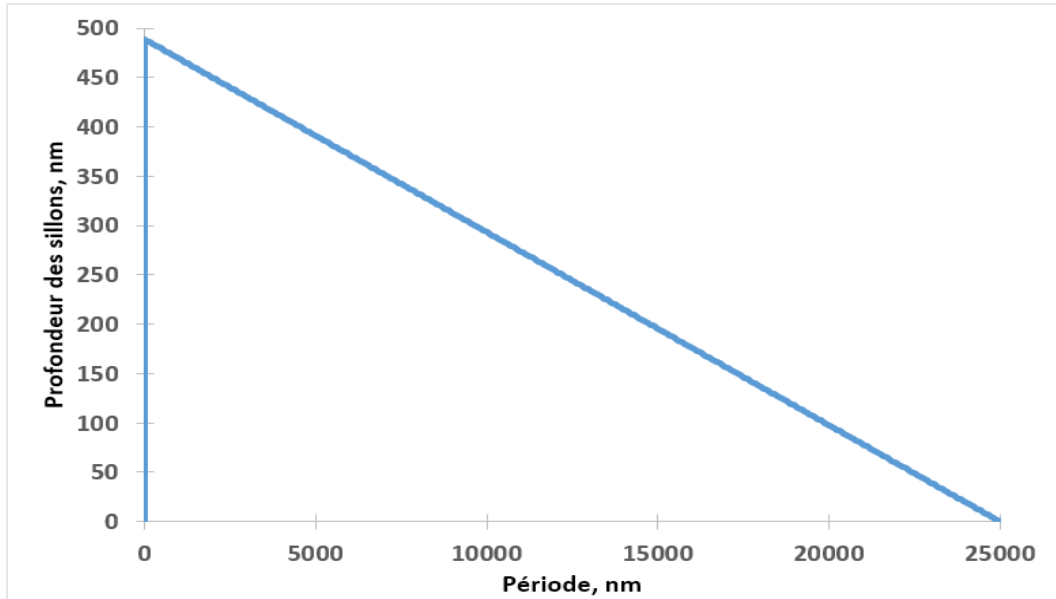


FIGURE 11.5 – Profil réseau correspondant à une longueur d’onde de blaze de 447 nm.

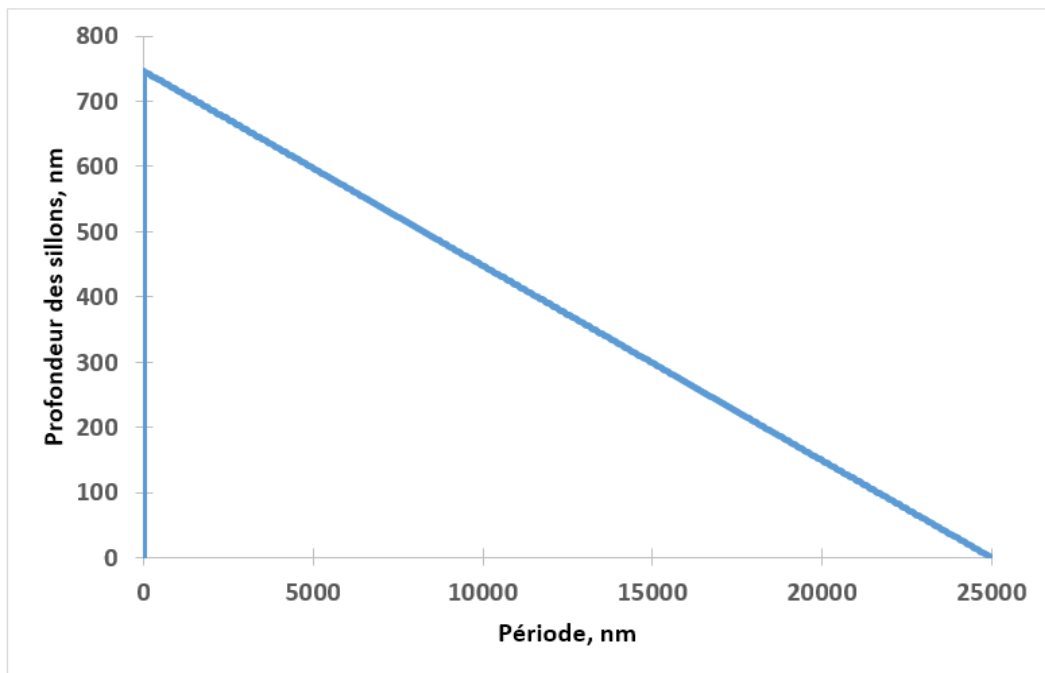


FIGURE 11.6 – Profil réseau correspondant à une longueur d’onde de blaze de 685 nm.

Un simple examen des figures 11.4 et 11.7 montrent que les résultats de la théorie rigoureuse, implémentée sous PCGrate software, confirment les résultats de la théorie scalaire. Un réseau multi-blaze est une solution non seulement dans l’optimisation d’un réseau dans un seul ordre mais aussi dans deux ordres.

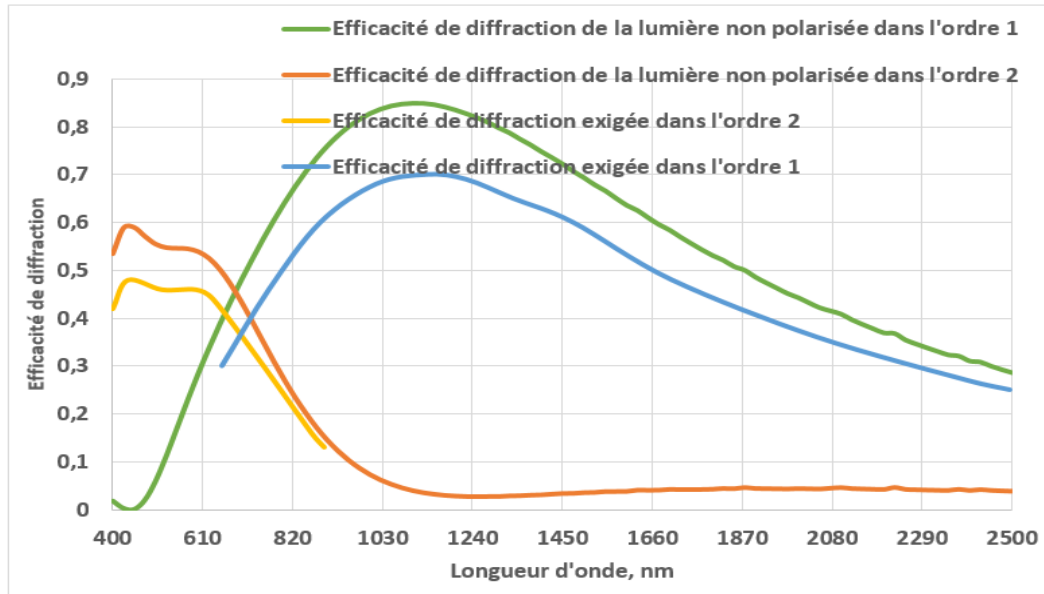


FIGURE 11.7 – Efficacités de diffraction non polarisées du réseau dual blaze 447 nm et 685 nm des ordres 1 et 2, avec profils donnés aux figures 10.5 et 10.6, calculées par la théorie rigoureuse implémentée dans PCGrate et comparées aux courbes de référence.

11.3.3 Optimisation d'un réseau dans deux ordres avec un profil à double angles de blaze

11.3.3.1 Introduction

En 1998, Moroulis et al [104] ont proposé un nouveau type de réseaux composé par un profil de deux angles de blaze différents. Ce type réseau blazé à double angle [104] également appelé réseau bilinéaire [71], [112] a été proposé comme complément ou alternative au réseau multi-blaze idéal. Alors qu'un réseau multi-blaze est un ensemble de sous-réseaux, chacun optimisé à sa propre longueur d'onde de blaze avec un profil idéal (droit), un réseau bilinéaire est optimisé à une seule longueur d'onde de blaze mais avec un profil uniforme présentant deux pentes (deux angles de blaze) avec la même profondeur que le profil idéal équivalent. Le profil bilinéaire a déjà été étudié ou utilisé dans plusieurs instruments [71], [112], [67]. Dans cette section, on va l'utiliser pour l'optimisation d'un réseau simultanément dans deux ordres de diffraction car on sait qu'un tel profil a pour effet l'affaissement des courbes d'efficacité de diffraction c'est-à-dire diminuer l'efficacité maximale et redistribuer l'énergie ailleurs.

11.3.3.2 Réseau mono-blaze avec un profil à double angles de blaze

Dans la sous-section 11.3.1, on a montré qu'un simple profil idéal ne peut résoudre ce problème surtout pour l'ordre 2. Nous allons voir maintenant si un réseau à profil à double angles sur une période peut répondre en termes d'efficacité de diffraction. Pour cela nous allons partir de la courbe d'efficacité exigée dans l'ordre 2 et essayer de trouver la meilleure longueur

d'onde de blaze d'un réseau mono-blaze à ce problème. A partir de ce profil idéal, nous allons produire un profil double angles qui garde la même profondeur que le profil idéal correspondant et voir le comportement de la courbe d'efficacité de diffraction correspondant. La meilleure longueur d'onde de blaze pour ce problème en considérant la courbe de référence dans l'ordre 2 est déterminée en utilisant la méthode développée dans le chapitre 8. Le système à résoudre est un système d'équations à deux variables à savoir la longueur d'onde de blaze et la marge variable. Ce système est donné par la fonction suivante :

```
function F=systemeltri(x)
F=[ ((sin(2*pi*(x(1)/400)-1))/(2*pi*(x(1)/400)-1))^2-(0.42+x(2));
    ((sin(2*pi*(x(1)/435)-1))/(2*pi*(x(1)/435)-1))^2-(0.48+x(2));
    ((sin(2*pi*(x(1)/515)-1))/(2*pi*(x(1)/515)-1))^2-(0.46+x(2));
    ((sin(2*pi*(x(1)/595)-1))/(2*pi*(x(1)/595)-1))^2-(0.46+x(2));
    ((sin(2*pi*(x(1)/635)-1))/(2*pi*(x(1)/635)-1))^2-(0.44+x(2));
    ((sin(2*pi*(x(1)/745)-1))/(2*pi*(x(1)/745)-1))^2-(0.31+x(2));
    ((sin(2*pi*(x(1)/865)-1))/(2*pi*(x(1)/865)-1))^2-(0.16+x(2));
    x(2)>0;
    x(2)<=0.52];
```

Le système admet une solution $x = (498, 0.12)$ pour n'importe quel vecteur initial x_0 c'est-à-dire une longueur d'onde de blaze de 498 nm et une marge de 12%. Nous allons maintenant construire un profil double angle correspondant à cette longueur d'onde de blaze tout en gardant la même profondeur. L'angle de blaze du profil idéal est de 1.25 degrés. La relation entre cet angle et les deux angles du profil bilinéaire doit être régie par l'équation (11.1) pour que les deux profils gardent la même profondeur.

$$\tan \alpha = a \tan \alpha_1 + (1 - a) \tan \alpha_2 \quad (11.1)$$

Où α_1 et α_2 sont les angles du profil bilinéaire alors que a est le poids de l'angle α_1 sur la période du réseau c'est-à-dire sa contribution sur la période du réseau. A partir des angles du profil bilinéaire, on peut définir un autre paramètre Λ qui est la différence entre les deux angles du profil bilinéaire et défini par l'équation (11.2).

$$\Lambda = \alpha_2 - \alpha_1 \quad (11.2)$$

Il suffit donc de fixer un angle du profil bilinéaire et son poids pour déterminer le 2^{ème} angle de ce profil.

11.3.3.2.1 Influence du paramètre Λ sur l'efficacité de diffraction du réseau

Pour commencer, nous prenons le point de jonction au milieu de la période, c'est-à-dire que le paramètre a restera constant et on va faire varier le paramètre Λ pour voir le comportement des courbes d'efficacité de diffraction correspondant à chaque configuration qu'on va comparer par la suite aux courbes de référence. Le tableau 11.2 représente les différents cas considérés en partant du profil idéal pour lequel Λ est nul.

α_1	a	α_2	Λ
1.25°	1	0°	0° (profil idéal)
1.15°	0.5	1.349°	0.199°
1°	0.5	1.499°	0.499°
0.7°	0.5	1.799°	1.099°
2°	0.5	0.499°	-1.501°
0.3°	0.5	2.199°	1.899°

TABLE 11.2 – Paramètres des différents profils bilinéaires en faisant varier le paramètre Λ

Nous représentons à la figure 11.8, les profils idéal et bilinéaires définis dans le tableau 11.2 avec la définition de tous les paramètres utilisés dans les équations (11.1) et (11.2).

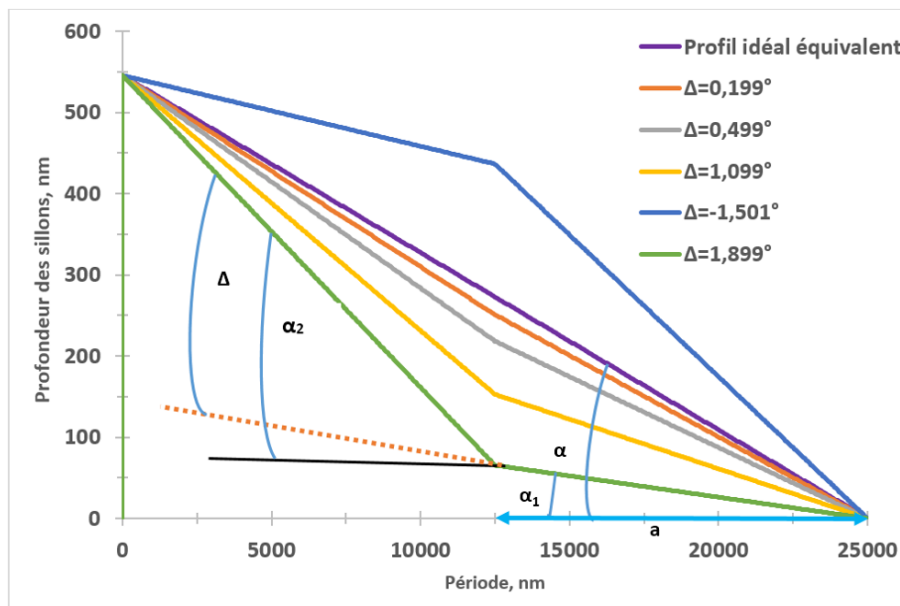


FIGURE 11.8 – Profils bilinéaires et les différents paramètres utilisés avec le point de jonction au milieu de la période ($a=0.5$) correspondant à la longueur de blaze de 498 nm dans l'ordre 2.

Les efficacités de diffraction de la lumière non polarisée du réseau des ordres 1 (O1) et 2 (O2), avec profil double angles correspondant aux profils de la figure 11.8, et calculées par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate software dans les deux ordres d'optimisation sont données aux figures 11.9 et 11.10.

Comme on peut le voir sur la figure 11.9 des courbes d'efficacité de diffraction dans l'ordre 2 des différentes configurations, aucune courbe n'est conforme à la courbe exigée dans la bande allant de 0.4 à 0.9 μm . Par contre pour Λ variant de 0° à 1.099°, les courbes d'efficacité dans l'ordre 1 (de 0.9 à 2.5 μm) sont conformes à la courbe de référence même si à la fin de la bande ces courbes sont presque identiques à celle de référence. Mais la conclusion la plus importante est que lorsque le paramètre Λ augmente, c'est-à-dire quand l'écart entre α_1 et α_2 se creuse, les

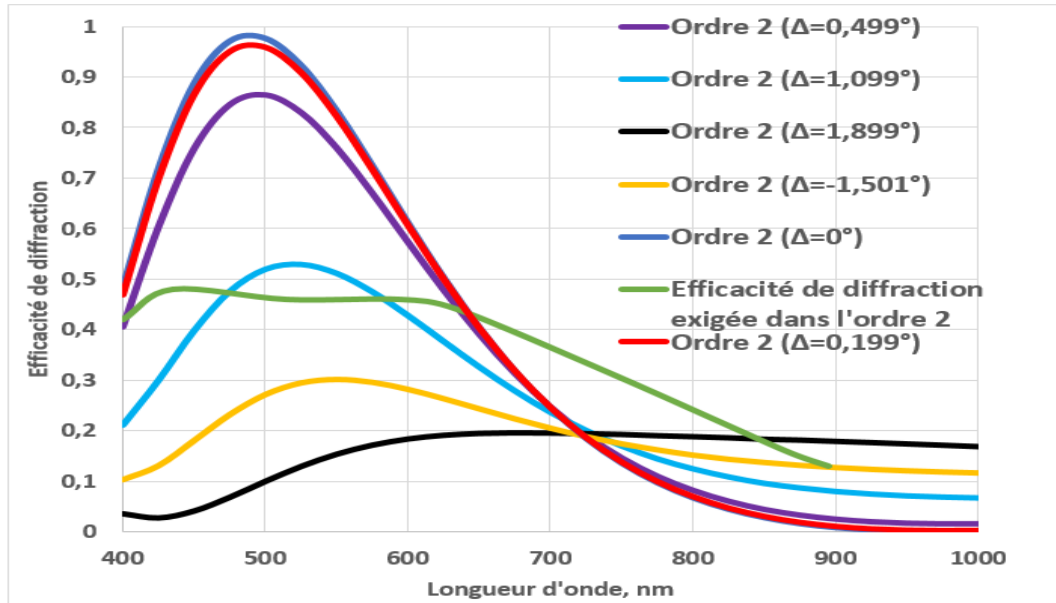


FIGURE 11.9 – Efficacités de diffraction de la lumière non polarisée d'un réseau à profil bilinéaire dans l'ordre 2 avec les différents paramètres du tableau 11.2, calculées par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate software et comparées à la courbe de référence.

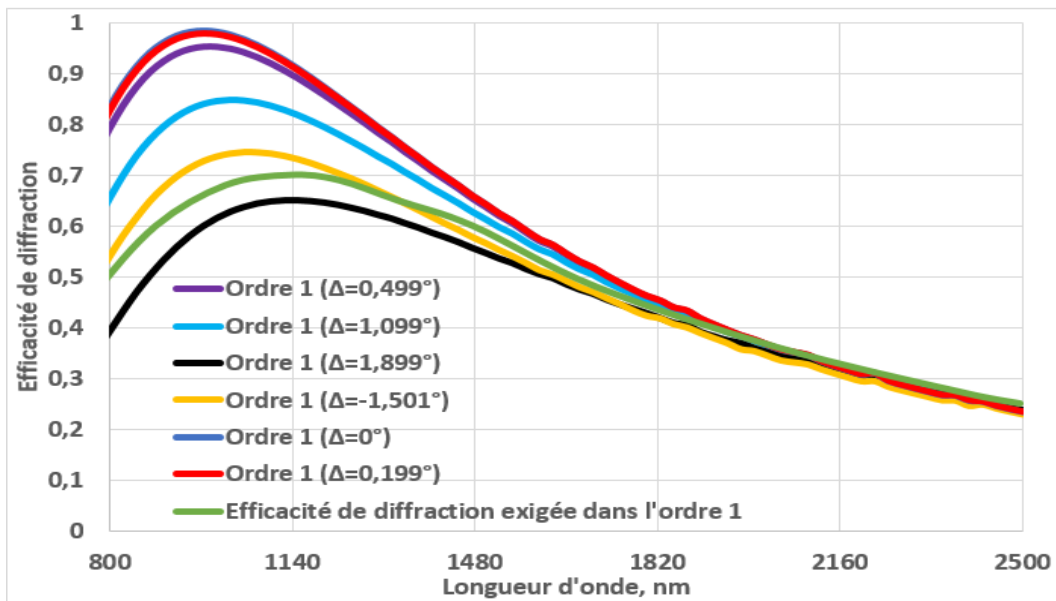


FIGURE 11.10 – Efficacités de diffraction de la lumière non polarisée d'un réseau à profil bilinéaire dans l'ordre 1 avec les différents paramètres du tableau 11.2, calculées par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate software et comparées à la courbe de référence

courbes d'efficacité dans les deux ordres s'affaissent avec une légère augmentation d'énergie dans le proche infrarouge.

11.3.3.2.2 Influence du paramètre a sur l'efficacité de diffraction d'un réseau

Nous allons maintenant changer le paramètre a du profil bilinéaire en déplaçant le point de jonction le long de la pente défini par $\alpha_1=1^\circ$ (sa valeur pour a= 0.5) pour voir l'impact de ce paramètre sur les courbes d'efficacité de diffraction et éventuellement trouver une configuration qui répond au problème. Pour garder la même profondeur que le profil idéal, l'angle α_2 doit varier puisque a varie et du coup le paramètre Λ aussi. Le tableau 11.3 donne les différents cas considérés.

a	α_1	b	α_2
0.2	1°	0.8	1.312°
0.4	1°	0.6	1.416°
0.6	1°	0.4	1.624°
0.8	1°	0.2	2.249°
1	1.25°	0	-

TABLE 11.3 – Paramètres des différents profils bilinéaires en faisant varier le paramètre a.

La figure 11.11 montre les profils idéal et bilinéaires définis dans le tableau 11.3 avec un point de jonction qui se déplace le long de la pente défini par $\alpha_1=1^\circ$. Les figures 11.12 et 11.13 donnent les courbes d'efficacité de diffraction de la lumière non polarisée dans les ordres 1 (O1) et 2 (O2) d'un réseau avec les profils de la figure 11.11, et calculées par la théorie rigoureuse en comparaison avec les courbes de référence, pour voir s'il y a une configuration ou une tendance qui peut répondre aux exigences du réseau en termes d'efficacité de diffraction.

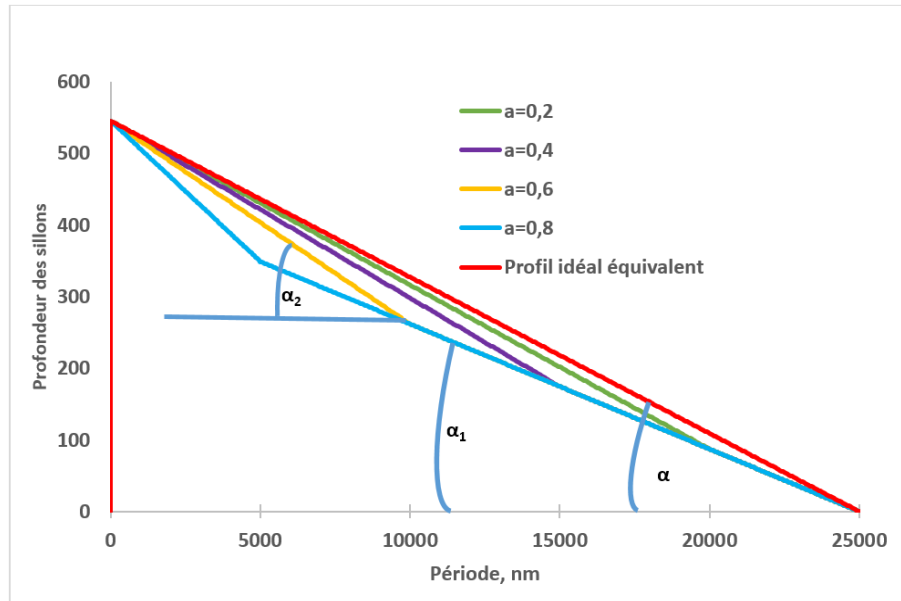


FIGURE 11.11 – Profils bilinéaires avec le paramètre a variable correspondant à la longueur d’onde de blaze de 498 nm dans l’ordre 2.

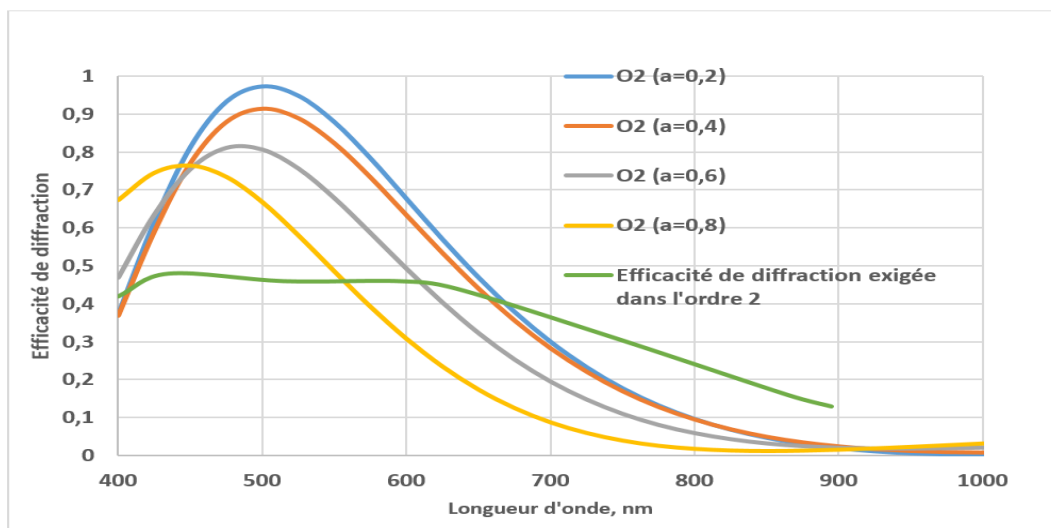


FIGURE 11.12 – Efficacités de diffraction de la lumière non polarisée d’un réseau à profil bilinéaire dans l’ordre 2 avec les différents paramètres du tableau 11.3, calculées par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate software et comparées à la courbe de référence.

Nous remarquons sur les figures 11.12 et 11.13 que les courbes d’efficacités de diffraction s’affaissent et se déplacent vers la gauche quand le paramètre a augmente donc quand le poids de α_1 augmente. La diminution de l’efficacité de diffraction est due au fait que l’écart entre les deux angles augmente (donc Δ) quand le paramètre a augmente. Le déplacement vers les pe-

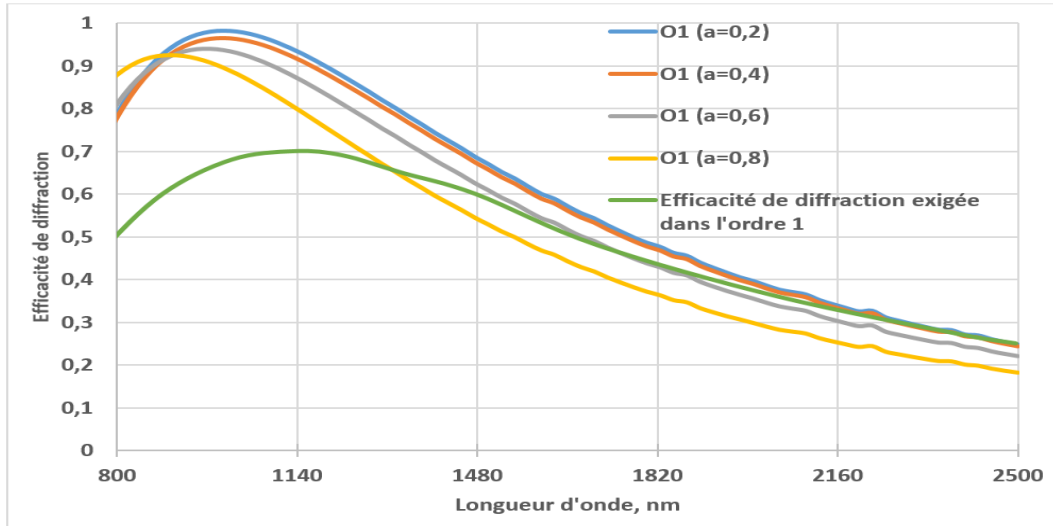


FIGURE 11.13 – Efficacités de diffraction de la lumière non polarisée d’un réseau à profil bilinéaire dans l’ordre 1 avec les différents paramètres du tableau 11.3, calculées par la théorie rigoureuse implémentée sous PCGrate software et comparées à la courbe de référence

Les plus faibles efficacités de diffraction aux plus grandes longueurs d’onde découlent du fait que le poids du petit angle (α_1) augmente. Concernant la conformité par rapport aux courbes de référence, aucune courbe du réseau à profil bilinéaire dans l’ordre 2 n’est conforme à celle de référence. Par contre pour a inférieur à 0.6, les courbes sont conformes à celle de référence mais sont presque identiques à la fin de la bande.

11.4 Conclusion

En conclusion, un réseau à profil bilinéaire ne peut pas résoudre ce problème. Deux paramètres importants influencent l’efficacité de diffraction du profil bilinéaire à savoir le poids de α_1 et l’écart Δ entre les deux angles de blaze du profil bilinéaire. Le premier paramètre déplace les courbes vers les petites longueurs d’onde s’il augmente et le second affaisse les courbes s’il augmente avec une faible augmentation d’efficacité sur les extrémités des bandes spectrales. La conception multi-blaze avec profils droits (avec un seul angle de blaze) reste la meilleure solution pour une optimisation simultanée d’un réseau dans deux ordres de diffraction.

Chapitre 12

Conclusions et perspectives

Les applications de l'imagerie hyperspectrale sont aussi nombreuses que variées. De la science à la technologie en passant par la défense, l'imagerie hyperspectrale est de plus en plus sollicitée parce que les données hyperspectrales fournissent une information plus détaillée des propriétés spectrales (signature spectrale fine) d'une scène et permettent une identification et une discrimination plus précises des objets que les capteurs à larges bandes (imagerie multi-spectrale). Elle intervient surtout en géologie, en agriculture de précision, en foresterie, gestion des milieux aquatiques, en météorologie, en défense principalement pour la détection des cibles cachées et l'étude du terrain pour redéploiement des troupes au sol et en milieu urbain même si l'intervention dans ce domaine ne date que d'une vingtaine d'années [47].

Toutes ces applications ne seraient pas possibles sans un disperser de lumière de bonne qualité car l'imagerie hyperspectrale d'une scène est la superposition de centaines d'images chacune correspondant à une bande de couleur bien déterminée. Ce disperser est un réseau de diffraction monté dans un spectro-imageur de l'instrument hyperspectral. Dans cet instrument, le télescope collecte la lumière provenant de la scène à observer et l'envoie, à travers la fente d'entrée, vers le spectro-imageur qui ré-image la scène dans plusieurs bandes spectrales étroites et contiguës grâce au réseau de diffraction et aux optiques de focalisation. Cela permet d'identifier les objets d'intérêt, les quantifier, déterminer leurs propriétés physiques et chimiques et éventuellement cartographier leur répartition géographique. Nous avons exposé plusieurs types de spectromètres mais celui qui nous intéresse le plus est le spectromètre à réseau convexe parce qu'il offre beaucoup d'avantages et actuellement les progrès techniques sont tels qu'il est possible de fabriquer précisément ces réseaux de diffraction. L'efficacité de diffraction nécessaire pour les objets à observer est dictée par leurs luminances, la bande spectrale d'intérêt, la sensibilité et l'efficacité des détecteurs. Le choix et la conception du réseau dépendent donc de cette efficacité de diffraction. Dans certains cas, un réseau mono-blaze suffit pour répondre en terme d'efficacité de diffraction mais dans d'autres situations il faut un réseau multi-blaze, c'est-à-dire un réseau optimisé à plusieurs longueurs d'onde de blaze. Le nombre de ces longueurs d'onde, leurs poids et leurs valeurs dépendront de l'efficacité souhaitée et de la bande spectrale d'intérêt. Les utilisateurs finaux des réseaux de diffraction élaborent une courbe d'efficacité de diffraction de leur spectro-imageur en fonction de leurs besoins et demandent aux fabricants de leur fournir un instrument conforme à leur souhait. Le problème qui se pose est donc de savoir comment

déterminer le nombre de longueurs d'onde de blaze, leurs valeurs et leurs poids connaissant la courbe d'efficacité souhaitée. L'un des objectifs de la thèse est justement de répondre à cette question. Nous avons d'abord travaillé sur un réseau de l'instrument hyperspectral Chandrayaan 2. C'est un réseau destiné à être utilisé dans une bande spectrale allant de $0.7 \mu\text{m}$ à $5 \mu\text{m}$ avec une efficacité minimum de 20% à 800 nm, 50% à 3000 nm et 25% à 5000 nm. D'emblée, nous voyons qu'un réseau mono-blaze ne peut pas répondre en termes d'efficacité de diffraction dans une bande spectrale aussi large que celle-là. Nous avons alors procédé à une optimisation par une méthode intuitive d'approximation ce qui nous a permis d'arriver à une configuration de 9 longueurs d'onde de blaze avec une efficacité de diffraction qui se situe dans la fourchette exigée par l'utilisateur. Mais, nous avons continué à travailler sur le processus d'optimisation et avons proposé une méthode d'optimisation basée sur la théorie scalaire diffractive (équation 6.37) et le solveur *Fsolve* (équation 8.3). Cette méthode expliquée dans le chapitre 8, permet d'optimiser un réseau mono ou multi-blaze c'est-à-dire permet de déterminer le nombre de longueurs d'onde de blaze, leurs valeurs ainsi que leurs poids (leurs contributions respectives sur la surface du réseau) pour que le réseau réponde aux exigences en termes d'efficacité de diffraction. La méthode permet aussi de déterminer la marge d'efficacité de diffraction pour prévoir les dégradations éventuelles du réseau après fabrication. Après il fallait revenir sur le réseau de l'instrument Chandrayaan 2 pour appliquer notre méthode d'optimisation. Les résultats nous montrent qu'on arrive presque au même résultat avec seulement 3 longueurs d'onde de blaze au lieu de 9 dans l'ancienne version.

Le deuxième objectif de la thèse est d'étudier l'impact des profils réalistes sur l'efficacité de diffraction et la sensibilité à la polarisation. Nous avons, dans les deux versions de la conception du réseau de Chandrayaan 2, étudié les deux aspects de ces profils réalistes. Nous avons d'abord construit deux types de profils réalistes.

- Un profil réaliste selon notre intuition qui est un profil aplati au sommet sur $5 \mu\text{m}$ et arrondi en bas des sillons sur les 3 (5) derniers microns avec un rayon de courbure de 5 (10) microns pour les profils moins (plus)arrondis (Figure 9.2).
- Un profil réaliste à l'image d'un profil vu par les mesures confocales réalisées sur un réseau de diffraction après fabrication pour avoir un profil qu'on peut entrer dans PC-Grate.

Les résultats nous montrent que l'efficacité de diffraction diminue avec les profils réalistes. L'efficacité de diffraction diminue (écarts moyens entre les courbes) respectivement de 3.07% et de 4.83% en passant du profil idéal au profil moins et plus arrondi pour la conception retenue de trois longueurs d'onde de blaze du réseau de l'instrument Chandrayaan 2. L'explication physique derrière ces diminutions est la diminution de la hauteur et la période réelles du réseau. En passant du profil idéal au profil vu par les mesures confocales l'efficacité de diffraction diminue (écart moyen absolu) de 2.43% avec un déplacement des courbes vers la gauche ce qui provoque une diminution vers les plus grandes longueurs d'onde et une augmentation vers les plus petites. Dans ce dernier cas, l'explication vient du caractère multi-angles du profil vu par les mesures confocales.

L'un des inconvénients majeur quand on travaille avec les réseaux de diffraction est leur sensibilité à la polarisation. L'efficacité de diffraction de la lumière polarisée TM n'est pas la même que l'efficacité de diffraction de la lumière polarisée TE. Cet aspect a été abordé lors de la

conception du réseau de l'instrument Chandrayaan 2. Si l'efficacité diminue avec les profils arrondis, la bonne nouvelle est que la sensibilité à la polarisation diminue aussi avec les profils arrondis. En effet la sensibilité passe de 7% à peu près 1% en passant du profil idéal au profil plus arrondi spécialement dans l'infrarouge moyen où la sensibilité est la plus importante. Par contre, en passant du profil idéal au profil vu par les mesures confocales, la sensibilité à la polarisation est pratiquement du même ordre de grandeur sur toute la bande spectrale. Donc dans les limites de l'efficacité de diffraction souhaitée, on peut utiliser les profils construits selon notre intuition pour diminuer la sensibilité à la polarisation.

Selon les besoins, on peut parfois recourir à l'utilisation de deux ordres de diffraction d'un réseau. Par exemple un spectro-imageur qui utilise l'ordre 1 dans l'infrarouge onde courte et l'ordre 2 dans le domaine du visible au proche infrarouge. Dans cette thèse, nous avons montré qu'on peut utiliser une solution multi-blaze pour résoudre ce problème et dès lors recourir à notre méthode d'optimisation. Nous avons utilisé cette méthode pour optimiser simultanément un réseau dans deux ordres de diffraction : Le second ordre dans le visible au proche infrarouge et le premier dans l'infrarouge onde courte. La démarche consiste à utiliser la courbe de référence de l'ordre qui présente une allure compliquée (succession de pics et de vallées par exemple). Une fois que la solution est trouvée dans cet ordre, elle est généralement automatique dans l'autre ordre si elle existe. Dans cette thèse, nous avons utilisé l'ordre 2, dont la courbe présentait deux pics et une vallée, et les résultats nous montrent qu'une solution à deux longueurs d'onde de blaze permet de répondre en termes d'efficacité de diffraction dans les deux ordres considérés. Nous avons essayé de voir si une solution dual angle peut être utilisée pour optimiser simultanément un réseau dans deux ordres de diffraction. Un profil dual angle est un profil qui présente deux angles de blaze. Nous avons d'abord utilisé le profil de la meilleure solution mono-blaze que nous avons transformé en profil dual angle avec un point de jonction au milieu de la période mais en gardant la même profondeur des sillons c'est-à-dire en ayant une courbe d'efficacité centrée sur la même longueur d'onde. Les résultats nous ont montré que ce profil ne peut pas répondre en termes d'efficacité de diffraction surtout pour le second ordre. Ensuite, nous avons fait varier le point de jonction le long d'une même pente tout en gardant la même profondeur et là aussi, aucune configuration ne répond en termes d'efficacité de diffraction. La meilleure solution pour l'optimisation d'un réseau dans deux ordres reste une solution multi-blaze.

Cette thèse a donc mis au point une méthode d'optimisation d'un réseau multi-blaze, en réflexion et placé dans l'air ou dans le vide, d'un imageur hyperspectral que les industriels peuvent utiliser pour répondre au mieux aux besoins de leurs clients. En perspectives, il serait intéressant de faire une étude similaire pour un réseau en transmission qui est parfois nécessaire dans certaines applications. Une autre perspective qui peut constituer un sujet de recherche est d'étudier un réseau mono ou multi-blaze en réflexion et placé dans un autre milieu autre que l'air ou le vide. On a vu qu'un réseau présente une sensibilité à la polarisation plus ou moins élevée, étudier comment réduire ou supprimer cette sensibilité me paraît intéressant.

Bibliographie

- [1] R. DESCARTES, *La Dioptrique*. Paris : F. G. Levrault, 1824.
- [2] GALILEE, *Dialogue sur les deux grands systèmes du monde*. 1632.
- [3] M. PETREMAND, *Détection des galaxies à faible brillance de surface, segmentation hyperspectrale dans le cadre de l'observatoire virtuel*. Thèse doctorat, Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2012.
- [4] M. T. EISMAN, *Hyperspectral Remote Sensing*, vol. PM210. spie press éd., 2012.
- [5] V. MOREAU, C. DECLERCQ, J.-F. JAMOYE et A. Z. MARCHI, « Free-Form Diffraction Grating for Hyperspectral Imager », *4S Symposium 2014*, p. 1–9, 2014.
- [6] N. BONOD et J. NEAUPORT, « Diffraction gratings : from principles to applications in high-intensity lasers », *Advances in Optics and Photonics, Optical Society of America*, vol. 8, no. 1, p. 156–199, 2016.
- [7] E. G. LOEWEN et E. POPOV, *Diffraction grating and Applications*. crc press, éd., 1997.
- [8] G. L. TURNER, « The contributions to science of Friedrich Adolph Nobert », *Physics Bulletin*, vol. 8, no. 10, p. 338–348, 1967.
- [9] B. A. GOULD, « MEMOIR OF LEWIS MORRIS RUTHERFURD. », *Astronomical Journal*, vol. 12, p. 32, 1892.
- [10] C. PALMER, *Diffraction Grating Handbook sixth edition*. New york : Richardson Grating Laboratory, 2005.
- [11] Y. BOURGIN, *Fabrication par masque de phase de réseaux de diffraction d'aire et de période ultimes*. Thèse doctorat, Université de Saint-Etienne - Jean MONNET, 2011.
- [12] E. HECHT, *Optics, 4th Edition*. Pearson Education, 2001.
- [13] J. BALZER et S. WERLING, « Principles of Shape from Specular Reflection », *Science-Direct*, vol. 43, no. 10, p. 1305–1317, 2010.
- [14] U. FANO, « On the Theory of Imperfect Diffraction Gratings », *Optical Society of America*, vol. 38, no. 11, p. 921–929, 1948.
- [15] M. CHAPELET, « Study of the solar spectrum using a grazing incidence grating », *L'Astronomie*, vol. 100, p. 23–32, 1986.
- [16] D. HANS, « An Immersion Grating for an Astronomical Spectrograph », in *Instrumentation for Ground-Based Optical Astronomy*, (New York), p. 183–188, Springer New York, 1988.

- [17] S. J. ELSTON, G. P. BRYAN-BROWN et J. R. SAMBLES, « Polarization conversion from diffraction gratings », *Physical Review B, covering condensed matter and materials physics*, vol. 44, no. 12, p. 6393–6400, 1991.
- [18] R. BOUFFARON, *Modélisation et Réalisation de Réseaux Sub-Longueur d'Onde : Application au Contrôle de la Réflectivité Large Bande , Large Incidence*. Thèse doctorat, Université Paul Cézanne Aix- Marseille III, 2009.
- [19] H. K. RAUT, V. A. GANESH, A. S. NAIR et S. RAMAKRISHNA, « Anti-reflective coatings : A critical, in-depth review », *Energy & Environmental Science*, vol. 4, no. 10, p. 3779–3804, 2011.
- [20] P. B. CLAPHAN et M. C. HUTLEY, « Reduction of lens reflection by the moth eye principle », *Nature*, vol. 244, no. 5414, p. 281–282, 1973.
- [21] P. LALANNE et M. HUTLEY, « Artificial Media Optical Properties - Subwavelength Scale », *Encyclopedia of Optical Engineering*, vol. 1, p. 62–71, 2003.
- [22] D. SHU, *Réseaux résonnants accordables pour filtrage optique à bande étroite*. Thèse doctorat, Ecole centrale de Marseille, 2013.
- [23] H. CHANTREL, M. DENIS et A. BALDY, « Spectromètre à réseau à exploration rapide », *revue de Physique appliquée*, vol. 2, no. 4, p. 245–248, 1967.
- [24] C. HIRLIMANN et C. JULIEN, « Ebert-Fastie monochromator alignment », *Journal of Physics E Scientific Instruments*, vol. 13, p. 923–924, 1980.
- [25] M. V. R. K. MURTY, G. KRISHNAMURTY, S. S. BHATTACHARYA et R. P. SHUKLA, « Design and fabrication of a Czerny-Turner monochromator-cum-spectrograph », rap. tech., BHABHA ATOMIC RESEARCH CENTRE, Bombay, India, 1987.
- [26] A. B. SHAFER, L. A. W. R. MEGILL et L. DROPPLEMAN, « Optimization of the Czerny-Turner Spectrometer * », *Journal of the Optical Society of America*, vol. 54, no. 7, p. 879–887, 1964.
- [27] C. NADEAU, *Analyse des effets atmosphériques dans les données en télédétection du moyen infrarouge sur la classification des minéraux de surface en milieu aride*. Thèse doctorat, Université de Sherbrooke, 2000.
- [28] K. AMEMIYA et O. TOSHIKI, « Design of a variable-included-angle Monk Gillieson monochromator with varied line spacing gratings », *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 11, no. 2, p. 171–176, 2004.
- [29] T. A. GERMER, J. C. ZWINKELS et B. K. TSAI, *spectrophotometry : Accurate measurement of optical properties of materials*. 2014.
- [30] G. ARIE, J.-C. LESCOUARCH et R. DEMOL, « Comparaison entre un double et un triple monochromateur en spectrométrie Raman-Laser », *Nouvelle Revue d'Optique Appliquée*, vol. 3, no. 5, p. 281–284, 1972.
- [31] C. JULIEN, « Un triple Monochromateur pour la Spectroscopie Raman à basses fréquences », *Journal of Optics*, vol. 11, no. 4, p. 257–267, 2017.
- [32] K. M. ROSFJORD, R. A. VILLALAZ et T. K. GAYLORD, « Constant-bandwidth scanning of the Czerny-Turner monochromator », *Applied Optics*, vol. 39, no. 4, p. 568–572, 2000.

- [33] J. THIBAUD, « Spectrographe à réseau dans le vide pour l'ultraviolet de Millikan et les rayons X (réseau sous incidence tangentielle) », *Journal de Physique et le Radium*, vol. 8, no. 1, p. 13–24, 1927.
- [34] T. NAMIOKA, « Theory of the Concave Grating. III. Seya-Namioka Monochromator », *OSA*, vol. 49, no. 10, p. 951–961, 1959.
- [35] G. BASTIAN et J.-I. QUEFFELEC, « Étude et réalisation d'un spectrographe sous vide destiné à l'étude de l'émission dans l'U.V. lointain d'un jet de plasma en atmosphère raréfiée », *REVUE DE PHYSIQUE APPLIQUÉE*, vol. 3, no. 3, p. 243–249, 1968.
- [36] L. YU, S. R. WANG, G. Y. LIN et D. S. CAO, « Spectral broadband anastigmatic Wadsworth imaging spectrometer », *OPTICS EXPRESS*, vol. 23, no. 1, p. 101–109, 2015.
- [37] T. IMAZONO, M. ISHINO, M. KOIKE, H. SASAI et K. SANO, « Fabrication and evaluation of a wide-band multilayer laminar-type holographic grating for use with a soft X-ray flat field spectrograph in the region of 1.7 keV », *Applied optics*, vol. 46, no. 28, 2007.
- [38] D. COCCO, M. MARSI, M. KISKINOVA, K. C. PRINCE, T. SCHMIDT, S. HEUN et E. BAUER, « Microfocusing VLS-grating-based beamline for advanced microscopy », in *SPIE, International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation*, no. 3767, (Denver, CO, United States), p. 271–279, 1999.
- [39] T. NAMIOKA et S. MUROZUMI, « Design of constant-deviation monochromators », *ScienceDirect*, vol. 177, no. 1, p. 141–146, 1980.
- [40] D. XU, J. D. OWEN, J. C. PAPA, J. REIMERS, T. J. SULESKI, J. R. TROUTMAN, M. A. DAVIES, K. P. THOMPSON et J. P. ROLLAND, « Design, fabrication, and testing of convex reflective diffraction gratings », *Optics Express*, vol. 25, no. 13, p. 15252–15268, 2017.
- [41] E. MUSLIMOV, E. HUGOT et M. FERRARI, « Combining freeform-shaped holographic grating and curved detectors in a scheme of multi-slit astronomic spectrograph », in *SPIE, Optics and Optoelectronics*, (Prague), p. 10, 2017.
- [42] E. MUSLIMOV, M. FERRARI, E. HUGOT, J.-c. BOURET, C. NEINER, S. LOMBARDO, G. LEMAITRE et R. GRANGE, « Spectrographs with holographic gratings on freeform surfaces : design approach and application for the LUVOIR mission », in *SPIE, Optical system Design*, (Frankfurt), p. 10, 2018.
- [43] M. p. CHRISP, « Convex Diffraction Grating Spectrometer », 1999.
- [44] J. F. SILNY et T. G. CHRIEN, « Large format imaging spectrometers for future hyperspectral Landsat mission », in *Proc. SPIE, Imaging Spectrometry XVI*, vol. 8158, (San Diego), p. 1–26, 2011.
- [45] Y. LU, Y. HUANG et R. LU, « Innovative Hyperspectral Imaging-Based Techniques for Quality Evaluation of Fruits and Vegetables », *Applied Sciences*, vol. 7, no. 2, p. 36, 2017.
- [46] J. REIMERS, A. BAUER, K. P. THOMPSON et J. P. ROLLAND, « Freeform spectrometer enabling increased compactness », *Light : Science & Applications*, vol. 6, no. e17026, p. 10, 2017.

- [47] G. de synthèse HYPERSPECTRALE, « Synthèse sur l'imagerie hyperspectrale », *CNES strategic documentation*, p. 85, 2008.
- [48] L. LE MOUÉLIC et C. SOTIN, « Applications de l'Imagerie Hyperspectrale à l'Etude des Planètes du Système Solaire : Le cas de Mars et Titan ». 2007.
- [49] F. SCHIMIDT, *Classification de la Surface de Mars par Imagerie Hyperspectrale Omega. Suivi Spatio-Temporel et étude des dépôts saisonniers de CO₂ et H₂O*. Thèse doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble, 2007.
- [50] L. HUBERT, M. DESHAYES et J. BERTRAN, « Application de la télédétection à l'étude des zones humides : identification des prairies, des roselières, des peupleraies et des gravières », rap. tech., Institut français de l'environnement, Office national de la chasse et de la faune sauvage, Paris, France, 2005.
- [51] C. KERGMARD, « La télédétection aéro-spatiale : une introduction », *Cours de Télédétection*, Ecole Normale Supérieure Paris, p. 74, 2009.
- [52] C. HOYAU, M. STUDER, A. LEWIS, M. MORI et V. QUENET, « ArianeEspace met en orbite son satellite avec Prisma, un satellite d'observation de la Terre de l'Agence Spatiale Italienne », rap. tech., 2019.
- [53] S. J. PEARLMAN, P. S. BARRY, C. C. SEGAL, J. SHEPANSKI, D. BEISO et S. L. CARMAN, « Hyperion, a Space-Based Imaging Spectrometer », *IEEE TRANSACTIONS ON GEOSCIENCE AND REMOTE SENSING*, vol. 41, no. 6, p. 1160–1173, 2003.
- [54] A. SOBRINO et J. C. JIME, « Land surface temperature retrieval from thermal infrared data : An assessment in the context of the Surface Processes and Ecosystem Changes Through Response Analysis (SPECTRA) mission », *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH*, vol. 110, no. D16103, p. 1–10, 2005.
- [55] I. OIKONOMOU, « The European Defence Agency and EU military space policy : Whose space odyssey ? », *ScienceDirect*, vol. 28, no. 2, p. 102–109, 2012.
- [56] C. BACOUR, S. JACQUEMOUD, M. LEROY, O. HAUTECŒUR et M. WEISS, « Reliability of the estimation of vegetation characteristics by inversion of three canopy reflectance models on airborne POLDER data », *edp Sciences*, vol. 22, no. 6, p. 555–565, 2002.
- [57] J. G. P. W. CLEVERS et A. A. GITELSON, « Remote estimation of crop and grass chlorophyll and nitrogen content using red-edge bands on Sentinel-2 and -3 », *International Journal of Applied Earth Observations and Geoinformation*, vol. 23, p. 344–351, 2013.
- [58] N. VIGNEAU, *Potentiel de l'imagerie hyperspectrale de proximité comme outil de phénotypage : application à la concentration en azote du blé*. Thèse doctorat, Montpellier, 2010.
- [59] R. O. GREEN, M. L. EASTWOOD, C. M. SARTURE, T. G. CHRIEN, M. ARONSSON, B. J. CHIPPENDALE, J. A. FAUST, B. E. PAVRI, C. J. CHOVIT, M. SOLIS, M. R. OLAH et O. WILLIAMS, « Imaging Spectroscopy and the Airborne Visible / Infrared Imaging Spectrometer (AVIRIS) », *ScienceDirect*, vol. 65, no. 3, p. 227–248, 1988.
- [60] M. ABRAMS, H. TSU, G. HULLEY, K. IWAO, D. PIERI, T. CUDAHY et J. KARGEL, « International Journal of Applied Earth Observation and Geoinformation The Advanced

- Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer (ASTER) after fifteen years : Review of global products », *International Journal of Applied Earth Observations and Geoinformation*, vol. 38, p. 292–301, 2015.
- [61] F. SHEN, Y. X. ZHOU, D. J. LI et W. J. ZHU, « Medium resolution imaging spectrometer (MERIS) estimation of chlorophyll- a concentration in the turbid sediment-laden waters of the Changjiang (Yangtze) Estuary », *International Journal of Remote Sensing*, vol. 31, no. 17-18, p. 4635–4650, 2010.
- [62] C. O. JUSTICE, E. VERMOTE, R. DEFRIES et D. P. ROY, « The Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) : Land Remote Sensing for Global Change Research », *IEEE TRANSACTIONS ON GEOSCIENCE AND REMOTE SENSING*, vol. 36, no. 4, p. 1228–1249, 1998.
- [63] J. R. SCHOTT, *Remote Sensing : The Image Chain Approach*. OXFORD UNIVERSITY PRESS, 2007.
- [64] J. MILLER, E. HARE et J. WU, « Quantitative Characterization of the vegetation red edge reflectance », *International Journal of remote Sensing*, vol. 11, no. 10, p. 1755–1773, 1990.
- [65] M. ROBERT et B. SAUGIER, « CONTRIBUTION DES ECOSYSTEMES CONTINENTAUX A LA SEQUESTRATION DU CARBONE », *EDAFOLOGIA*, vol. 11, no. 1, p. 45–65, 2004.
- [66] A. BADAHOUI, E. DIDIER et M. BOKO, « Les causes de la dégradation du lac Ahémé et ses chenaux », *International Journal of Biological and Chemical Sciences*, vol. 4, no. August, p. 882–897, 2010.
- [67] L. Z. SCHATZBERG, B. SCHWARTZ, C. WARREN, J. SANTMAN, M. SALEH, R. WII-GINS, J. CRIFASI, L. COMSTOCK et K. TAYLOR, « Hyperspectral grating optimization and manufacturing considerations », in *SPIE, Sensing Technology+ Applications*, (Baltimore, Maryland, United States), p. 243–250, 2015.
- [68] V. E. BRANDO et A. G. DEKKER, « Satellite Hyperspectral Remote Sensing for Estimating Estuarine and Coastal Water Quality », *IEEE TRANSACTIONS ON GEOSCIENCE AND REMOTE SENSING*, vol. 41, no. 6, p. 1378–1387, 2003.
- [69] S. JAY, *Estimation et détection en imagerie hyperspectrale : application aux environnements côtiers*. Thèse doctorat, Ecole centrale de Marseille, 2012.
- [70] B. SANG, J. SCHUBERT, S. KAISER, V. MOGULSKY, C. NEUMANN, K.-P. FÖRSTER, S. HOFER, T. STUFFLER, H. KAUFMANN, A. MÜLLER, T. EVERSBERG et C. CHLEBEK, « The EnMAP hyperspectral imaging spectrometer : instrument concept , calibration and technologies », in *SPIE, maging Spectrometry XIII* (S. S. SHEN et P. E. LEWIS, édés), vol. 7086, (San Diego, California, United States), p. 50–64, SPIE, 2008.
- [71] P. MOUROULIS, R. G. SELLAR, D. W. WILSON, J. J. SHEA et R. O. GREEN, « Optical design of a compact imaging spectrometer for planetary mineralogy », in *Proc. SPIE, Optical Engineering*, vol. 46, p. 1–9, jun 2007.

- [72] S. HOMAYOUNI, *Caractérisation des Scènes Urbaines par Analyse des Images Hyperspectrales*. Thèse doctorat, Ecole Supérieure des Télécommunications de Paris, 2007.
- [73] J. FRANKE, D. A. ROBERTS, K. HALLIGAN et G. MENZ, « Remote Sensing of Environment Hierarchical Multiple Endmember Spectral Mixture Analysis (MESMA) of hyperspectral imagery for urban environments », *Remote Sensing of Environment*, vol. 113, no. 8, p. 1712–1723, 2009.
- [74] C. ZHANG et F. QIU, « Mapping Individual Tree Species in an Urban Forest Using Airborne Lidar Data and Hyperspectral Imagery », *American Society for Photogrammetry and Remote Sensing*, vol. 78, no. 10, p. 1079–1087, 2012.
- [75] F. HILTON, R. ARMANTE, T. AUGUST, C. BARNET, A. BOUCHARD, C. CAMY-PEYRET, V. CAPELLE, L. CLARISSE, C. CLERBAUX, C. PIERRE-FRANCOIS, A. COLLARD, C. CREVOISIER, G. DUFOUR, D. EDWARDS, F. FAJAN, N. FOURRIÉ, A. GAMBACORTA, M. GOLDBERG, V. GUIDARD, D. HURTMANS, S. ILLINGWORTH, N. JACQUINET-HUSSON, T. KERZENMACHER, K. DIITER, L. LAVANANT, G. MASIELLO, M. MATRICARDI, A. MCNALLY, S. NEWMAN, E. PAVELIN, S. PAYAN, E. PÉQUIGNOT, S. PEYRIDIEU, T. PHULPIN, J. REMEDIOS, P. SCHLÜSSEL, C. SERIO, L. STROW, T. CLAUDIA, STUBENRAUCH, JONATHAN, D. d. TOBIN, W. WOLF et D. ZHOU, « HYPERSPSPECTRAL EARTH OBSERVATION FROM IASI », *American Meteorological society*, vol. 93, no. 3, p. 347–370, 2012.
- [76] J. SCHULZ, P. ALBERT, H.-D. BEHR, D. CAPRION, H. DENEKE, S. DEWITTE, B. DÜURR, P. FUCHS, A. GRATZKI, P. HECHLER, R. HOLLMANN, S. JOHNSTON, K.-G. KARLSSON, T. MANNINEN, R. MÜLLER, M. REUTER, A. RHELÄ, R. ROEBELING, N. SELBACH, A. TETZLAFF, W. THOMAS, M. WERSCHECK, E. WOLTERS et A. ZELENIKA, « Operational climate monitoring from space : the EUMETSAT Satellite Application Facility on Climate Monitoring (CM-SAF) », *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 9, no. 5, p. 1687–1709, 2009.
- [77] M. BARNSLEY, J. SETTLE, M. CUTTER, D. LOBB et F. TESTON, « The PROBA/CHRIS Mission : A low-cost smallsat for hyperspectral, multi-angle, observations of the Earth surface and atmosphere », *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 42, no. 7, p. 1512–1520, 2004.
- [78] E. M. O. DONNELL, D. W. MESSINGER, C. SALVAGGIO, J. SCHOTT, E. M. O. DONNELL, D. W. MESSINGER, C. SALVAGGIO et J. R. SCHOTT, « Identification and Detection of Gaseous Effluents from Hyperspectral Imagery Using Invariant Algorithms hyperspectral imagery using invariant algorithms », in *SPIE, Algorithms and Technologies for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery X*, no. 5425, (Orlando), p. 573–582, 2004.
- [79] F. FOGLINI, V. GRANDE, F. MARCHESE, V. A. BRACCHI, M. PRAMPOLINI, L. ANGELETTI, G. CASTELLAN, G. CHIMIENTI, I. M. HANSEN, M. GUDMUNDSEN, A. N. MERONI, A. MERCORELLA, A. VERTINO, F. BADALAMENTI, C. CORSELLI, I. ERDAL, E. MARTORELLI, A. SAVINI et M. TAVIANI, « Application of Hyperspectral Imaging to Underwater », *MDPI Journal Sensors*, vol. 19, no. 2261, p. 18, 2019.

- [80] V. RONCHI, *Histoire de la lumière*. Librairie Armand Colin, 1956.
- [81] A. FRESNEL, « Mémoire de Fresnel sur la diffraction », 1818.
- [82] H. FIZEAU, « Note sur les travaux de Fizeau Hippolyte », rap. tech., 1949.
- [83] L. FOUCAULT, *Les vitesses de la lumière dans l'eau et dans l'air*. Thèse doctorat, Ecole polytechnique et Bureau des longitudes de Paris, 1853.
- [84] J. C. MAXWELL, « A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field », 1864.
- [85] P. BRENNI, « Les expériences de Sarasin et de la Rive sur les ondes électromagnétiques », *Archive des Sciences*, vol. 6, p. 201–210, 2013.
- [86] P. FLEURY et J. MATHIEU, *Images Optiques Editions Eyrolles*. 1960.
- [87] G. J. SWANSON, « Binary Optics Technology : Theoretical Limits on the Diffraction Efficiency of Multilevel Diffractive Optical Elements », rap. tech., Massachusetts Institute Technology, MAssachusetts, 1991.
- [88] G. SWANSON, « Binary Optics Technology : The Theory and Design of Multi-level Diffractive Optical Elements », rap. tech., Massachusetts Institute Technology, MAssachusetts, 1989.
- [89] F. LANGUY, *Achromatization of nonimaging Fresnel lenses for photovoltaic solar concentration using refractive and diffractive patterns*. Thèse doctorat, Université de liège, 2012.
- [90] N. DUSHKINA et S. SAINOV, « Diffraction efficiency of binary metal gratings working in total internal reflection », *Journal of Modern Optics*, vol. 39, no. 1, p. 173–187, 1992.
- [91] M. MOHARAM et T. GAYLORD, « Diffraction efficiency analysis of dielectric surface relief grating », *OSA*, vol. 72, no. 10, p. 1383–1392, 1982.
- [92] C. POTEL et J. F. de BELLEVAL, « Interprétation physique des ondes de Floquet se propageant dans un milieu multicouche périodique anisotrope », *Journal de Physique IV*, vol. 4, no. c5, p. C5–685 – C5–688, 1994.
- [93] J. FRANCÉS, C. NEIPP, S. GALLEGRO, S. BLEDA, A. MÁRQUEZ, I. PASCUAL et A. BELÉNDEZ, « Comparison of simplified theories in the analysis of the diffraction efficiency in surface-relief gratings », in *SPIE, Optical Modelling and Design II* (F. WYROWSKI, J. T. SHERIDAN, J. TERVO et Y. MEURET, édés), vol. 8429, (Brussels, Belgium), p. 564–573, 2012.
- [94] IIG, « International Intellectual Group [en ligne]. Disponible sur : <https://www.iigrate.com/>, dernière visite le 13/6/2020 ».
- [95] R. PETIT et D. MAYSTRE, « Application des lois de l'électromagnétisme, à l'étude des réseaux », *Revue de Physique Appliquée*, vol. 7, no. 4, p. 427–441, 1972.
- [96] D. MAYSTRE et M. NEVIÈRE, « Electromagnetic theory of crossed gratings », *Journal of Optics*, vol. 9, no. 5, p. 301–306, 1978.
- [97] R. PETIT et M. CADILHAC, « Electromagnetic theory of gratings : some advances and some comments on the use of the operator formalism », *Optical Society of America*, vol. 7, no. 9, p. 1666–1674, 1990.

- [98] M. NEVIÈRE, « Echelle grisms : an old challenge to the electromagnetic theory of gratings now resolved », *Optical Society of America*, vol. 7, no. 4, p. 427–429, 1992.
- [99] W. HUAIJUN, D. KUANG et Z. FANG, « Diffraction analysis of blazed transmission gratings with a modified extended scalar theory », *OSA*, vol. 25, no. 6, p. 1253–1259, 2008.
- [100] V. RAULOT, *Méthodes de conception et de fabrication de dispositifs imageurs en optique diffractive à structures sub-longueur d'onde*. Thesis, Université de Strasbourg, 2011.
- [101] I. A. ERTEZA, « Diffraction Efficiency Analysis for Multi-Level Diffractive Optical Elements », rap. tech., Report of the Sandia National Laboratories for the United States Department of Energy, New Mexico, 1995.
- [102] M. OLIVA, T. HARZENDORF, D. MICHAELIS, U. D. ZEITNER et a. TÜNNERMANN, « Multilevel blazed gratings in resonance domain : an alternative to the classical fabrication approach. », *Optics express*, vol. 19, p. 14735–45, jul 2011.
- [103] E. NEISS, *Mise en forme de faisceaux de lasers de puissance dans le proche infrarouge par éléments diffractifs*. Thesis, Université Louis Pasteur Strasbourg I, 2008.
- [104] P. MOUROULIS, D. W. WILSON, R. MULLER et P. D. MAKER, « New convex grating types for concentric imaging spectrometers . », *Applied Optics*, vol. 37, no. 31, p. 7200–7208, 1998.
- [105] MATHWORKS, « fsolve : Functions (optimization toolbox) », 2008.
- [106] C. VOGLIS et I. E. LAGARIS, « A Rectangular Trust Region Dogleg Approach for Unconstrained and Bound Constrained Nonlinear Optimization », in *WSEAS International Conference on Applied Mathematics*, (Corfu, Greece), p. 7, Department of Computer Science University of Ioannina, 2004.
- [107] H. P. GAVIN, « The Levenberg-Marquardt method for nonlinear least squares curve-fitting problems ». 2017.
- [108] T. F. COLEMAN et L. YUYING, « An Interior Trust Region Approach for Nonlinear Minimization Subject to Bounds-1.pdf », *Siam Journal on optimization*, vol. 6, no. 2, p. 28, 1996.
- [109] T. F. COLEMAN et L. YUYING, « On the Convergence of Interior-Reflective Newton Methods for Nonlinear Minimization Subject to Bounds », *Mathematical Programming*, vol. 67, no. 2, p. 36, 1994.
- [110] ISRO, « Department of Space, Indian Space Research Organization [en ligne]. Disponible sur : <https://www.isro.gov.in/>, dernière visite le 15/4/2020 ».
- [111] J. NIEKE et M. RAST, « The Copernicus Hyperspectral Imaging Mission for the environment (CHIME) », in *IGARSS 2019 - 2019 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, (Yokohama, Japan), p. 4609–4611, 2019.
- [112] P. MOUROULIS, B. E. GORP, V. E. WHITE, J. M. MUMOLO et D. HEBERT, « A compact, fast, wide-field imaging spectrometer system », in *SPIE, Defense, Security, and Sensing*, (Orlando), p. 12, 2011.

Annexes

Les annexes sont au nombre de trois et constituent les articles publiés respectivement aux Journaux International Journal of Latest Research in Science and Technology, Applied Optics of Optical society of America (OSA) and International Journal of Latest Research in Science and Technology.

Annexe 1

DESIGN AND MODELIZATION OF A CONVEX GRATING FOR AN HYPER SPECTRAL IMAGER OF THE CHANDRAYAAN 2 INSTRUMENT FOR THE MOON PROBE IN THE INFRARED

Bernard Sabushimike¹, Georges Horugavye¹, Pierre Piron¹, Jean François Jamoye², Vincent Moreau², Serge Habraken¹

¹*Holography and Optical laboratory (HOLOLAB), University of Liège, Belgium*

²*AMOS, Liège Science Park, 2 Rue des Chasseurs Ardennais, B-4031 ANGLEUR, Belgium*

Keywords-Offner spectrometer, grating, blazing, multi-blaze grating.

Abstract- For hyperspectral imaging, diffraction gratings based spectrometers exhibit high spectral resolution and optical performance. Among those spectrometers, the Offner type (which consists of an entrance slit, two concave mirrors and convex grating) offers a lot of advantages. In this paper, we propose the design and modelization of a convex grating which covers a spectral band ranging from 0.7 μ m to 5 μ m with a minimum diffraction efficiency of 20% at 800 nm, 50% at 3000 nm and 25% at 5000 nm. For a so wide band, a grating with a single blaze cannot satisfy these requirements. We will therefore propose an approach of multi-blaze grating which is subdivided into different sections each with its own blaze angle. Meanwhile, we perform the diffraction efficiency prediction using the scalar and rigorous theories to prove the compliance of this design with the technical specifications. The rigorous theory will also allow us to study the polarization sensitivity of this grating and the

I. INTRODUCTION

Hyperspectral remote sensing has been defined as “the field of study associated with extracting information about an object without coming into physical contact with it”[1]. It combines two sensing modalities : imaging and spectrometry. An imaging system captures a picture of a remote scene related to the spatial distribution of the power of reflected and/or emitted electromagnetic radiation integrated over some spectral band. On the other hand, spectrometry measures the variation in power with the wavelength or frequency of light, capturing information related to the chemical composition of the materials measured[2]. Our study focuses on this second part proposing a design of a convex grating for the hyperspectral imager spectrometer of the Chandrayaan 2[3] instrument which covers a spectral range from $0.7 \mu\text{m}$ to $5 \mu\text{m}$ with diffraction efficiency described in section IV.1. For spectrometry, an optical system with convex grating in Offner configuration demonstrates a high performance with a compact volume.

II. CONVEX GRATING SPECTROMETER IN OFFNER CONFIGURATION

An Offner grating spectrometer design requires the use of convex blazed grating that can be produced by ruling or diamond turning. It consists of a slit, two concave mirrors and a diffraction convex grating between them. Because of the asymmetry introduced by grating diffraction, a split-Offner design is employed, where orientation of the two mirrors is slightly asymmetric. This configuration offers a larger field of view and lower aberrations. These spectrometers have a concentric structure and thus a compact design. They operate with a relatively low F-number ($\leq f/2$), accept a long slit while maintaining a compact size, and need only three optical surfaces. The use of this design has resulted in imaging spectrometers with extremely low values of spatial-spectral distortion[4]. Most land observation hyperspectral instruments are based on Offner configuration. This is the case of the Hyperion instrument on board EO-1 NASA platform or HypsIR[5], but also for the imaging spectrometer for planetary mineralogy[6], EnMAP[7], CHRIS (on board proba-1)[8]. The present instrument (Chandrayaan 2) consists of a four optics telescope, slit, spectrometer, order sorting filter and detector. The instrument design is presented at figure 1.

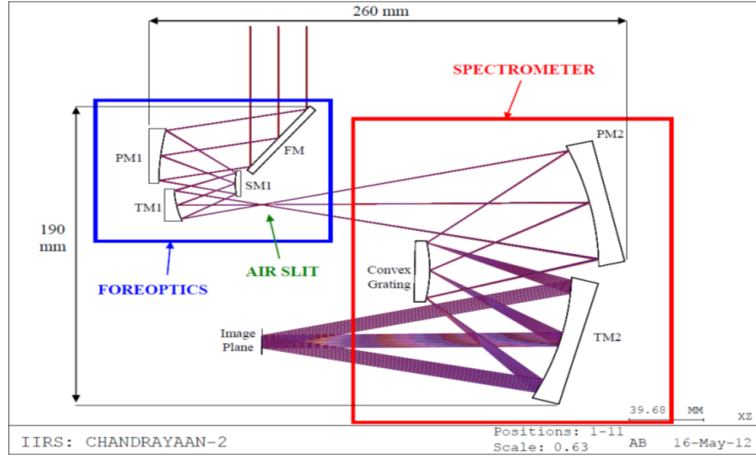


Figure 1 : Chandrayaan 2 hyperspectral Instrument (AMOS)

III. GRATING DESCRIPTION

The grating description is summarized in the table 1.

Table 1 : grating specification related to Chandrayaan 2 mission[3]

Surface profile	Convex spherical
Clear aperture	>37 mm
Radius curvature	88.4 ± 0.05 mm
Material	Optical grade aluminium
Coating	Gold
Groove density	20 grooves/mm
Incidence angle of the central field	27.12 degrees
spectral band	700 nm - 5000nm
ordre de diffraction	+1

IV. DESIGN AND MODELIZATION OF THE CONVEX GRATING

IV.1.INTRODUCTION

The grating specifications require a period of $50 \mu\text{m}$ with a spectral range of operation from 0.7 to $5 \mu\text{m}$. Based on a preliminary study, we understand the challenge due to the wide spectral bandwidth. As a consequence, a multi-blazed grating is predicted as the only viable solution. The choice of blaze angles and the configuration are dictated by the required diffraction efficiency defined by figure 2. As far as modelling of surface-relief metallic gratings is concerned, an efficient tool is the PCGrate software based on a rigorous integral method of solving the electromagnetic problem[9]. Blazed gratings with TE and TM polarization on flat or non-flat

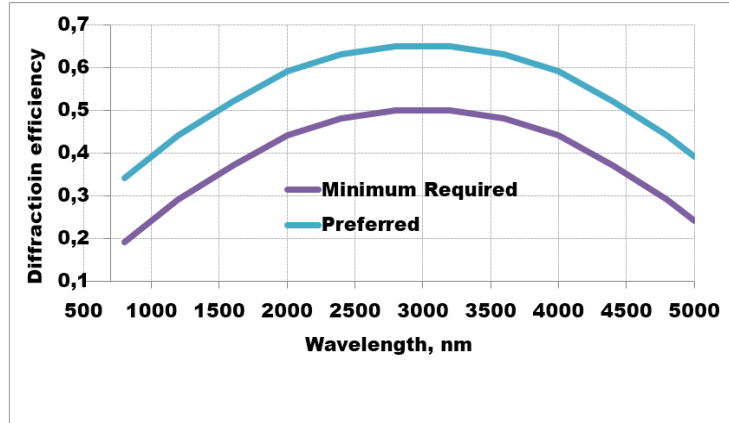


Figure 2 : Reference curves of the diffraction efficiency

substrate can be modeled and optimized. The diffraction efficiency over the diffraction orders is fully characterized. Numerical instabilities can arise, especially with large period as we find in this case. For that reason, a simpler more intuitive approach is also possible since the grating period is large, compared to the wavelength : the “scalar theory” approach is another useful tool. Both tools will be used and compared to enhance the trust level of simulations. However, only the rigorous theory will give information about the polarization sensitivity of the grating. This paper will focus on the optimization of the Chandrayaan 2 diffraction grating. The goal is to fulfill the requirements, especially the spectral behavior of the diffraction efficiency and the polarization sensitivity. The proposed method consists in defining a “multi-blazed profile” and we will use both scalar and rigorous theories.

IV.2. Scalar theory

The scalar theory is very convenient. It is a theory that ignores the vectorial aspect of light but provides results comparable with those obtained with rigorous theories under specific conditions while being less time consuming and easier to implement. Moreover, the scalar theory allows for an easier approach to optimise diffraction gratings, while rigorous theories sound more like tools to check the diffraction characteristics for the gratings designed. The scalar theory is a powerful tool to deal with high period to wavelength ratio grating. Scalar theory is known to be accurate if [10], [11]

$$\frac{\Lambda}{\lambda} \geq 10 \quad (1)$$

Where Λ is the grating period and λ is the wavelength. For the Chandrayaan 2 hyperspectral imaging spectrometer, the wavelength range extends from 0.7 to 5 μm for a grating period of 50 μm . Even the worst case (50 $\mu\text{m}/5 \mu\text{m}$) responds to the scalar theory criterion. This means that Fourier theory can be used. However, this model does not take into account the polarization state. The scalar diffraction efficiency for reflective gratings assuming a perfect reflective coating is given by[12] :

$$\eta_{dif} = \text{sinc}^2 \left(\frac{2h}{\lambda} - k \right) \quad (2)$$

Where k is the diffraction order and h is the grating thickness directly linked to the blazed wavelength :

$$\lambda_b = \frac{2h}{\lambda} \quad (3)$$

Therefore, for one given thickness when $\lambda = \lambda_b$, the grating achieves 100% diffraction efficiency at the diffraction order k . The diffraction efficiency will be zero for every other diffraction orders. Combining equations 2 and 3, the diffraction efficiency for the first order ($k = +1$) of diffraction becomes :

$$\eta_{dif} = \text{sinc}^2 \left(\frac{\lambda_b}{\lambda} - 1 \right) \quad (4)$$

IV.3. Rigorous theory : “PCGrate softwar”

Our rigorous analysis tool allows calculating the diffraction efficiency of gratings on plane, spherical, cylindrical and aspherical surfaces. PCGrate uses an accurate boundary integral equation method, with some optimization parameters, which is described with numerous references directly on the website of PCGrate[13].

IV.4. Diffraction efficiency and polarization

IV.4.1. Profile construction

Using the rigorous theory, we simulated the grating performance with respect to the grating profile, departing from ideal triangular blazed profile. Also, we know that the tooling can produce a default on the edges of the profile : the top edge being randomly flattened over $5\mu\text{m}$ while the groove bottom being rounded with a radius of curvature of $5(10)\mu\text{m}$ over the last $3(5)$ microns for the less (more) rounded profile. The goal is to analyze the impact it can have on the grating diffraction efficiency as well as sensitivity to polarization. We constructed two types of realistic profiles (less and more rounded profiles) according to each of the blazing angles that are needed in the multi-blazed profile. The figure 3 shows an example of realistic profiles (less and more rounded) compared to the ideal blazed profile for a blaze wavelength of 3000 nm .

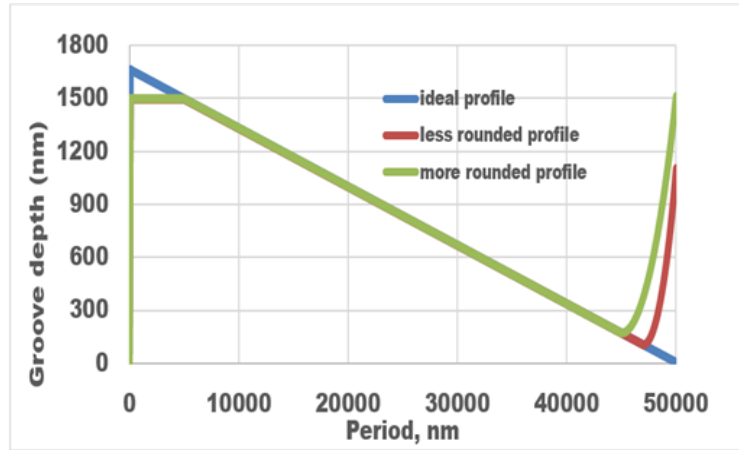


Figure 3 : Ideal and realistic profiles used in the simulations for a blazing at 3000 nm (note that the ordinate is not at the same scale as the abscise).

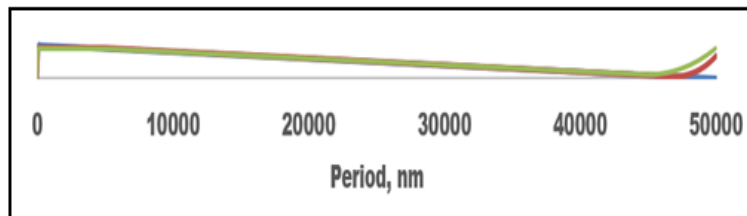


Figure 4 : Ideal and realistic profiles for a blazing at 3000 nm : at scale.

IV.4.2. Single blaze

The next figures compare the diffraction efficiency spectral behavior computed with the scalar and the rigorous theories at a blaze wavelength of 3000 nm. Figures 5 depicts performance with respect to an ideal profile for scalar theory while figure 6 represents non polarized diffraction efficiencies given by rigorous theory for a perfect reflective grating with ideal, less and more rounded profiles.

As can be seen on both figures 5 and 6, results of the scalar theory are similar to those of the rigorous theory for ideal profile. If we compare the ideal and realistic profiles (figures 6), the maximum diffraction efficiency decreased by 16% from ideal to more rounded profile with a slight shift to the lower wavelengths. This decrease is significant and can be important if the profile rounding is important. But the most important conclusion is that one cannot cover the entire band requirement with a single blaze grating.

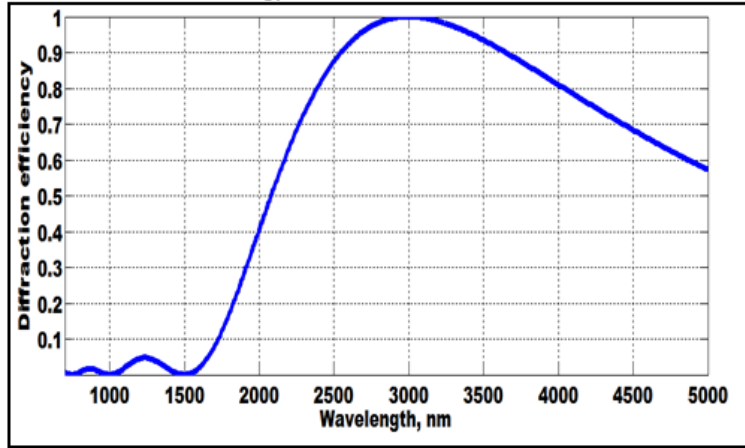


Figure 5 : Diffraction efficiency of the +1st diffraction order for a grating with a single blazing, at 3000 nm based on scalar theory using ideal profile.

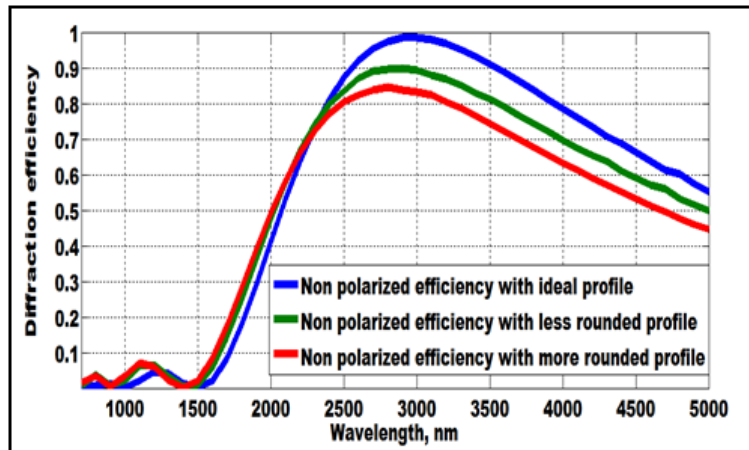


Figure 6 : Non polarized diffraction efficiencies of the +1st diffraction order for a perfect reflective grating with a single blazing, at 3000 nm based on rigorous theory using ideal, less and more rounded profiles (see figure 3).

IV.4.3. Multi-blazed grating

The previous results show that one cannot reach the desired diffraction efficiency over the entire band with a single profile grating. To overcome this problem, a multilevel diffraction grating (figure 7) can be used in order to mix diffraction efficiency spectra and reach an average multilevel diffraction efficiency with higher homogeneity in accordance with the technical specifications. The multilevel gratings can be defined over a period [11], [14], [15], [16] but in our case, the hybrid grating profile might be built as an ensemble of sub-gratings (sections) each with its blaze angle at fix period and fix draft angle ? (often assumed as zero). It means that the groove



Figure 7 :Multilevel diffractive grating

depth h is increasing when the blazing angle γ increases as shown on figure 8. During the ma-

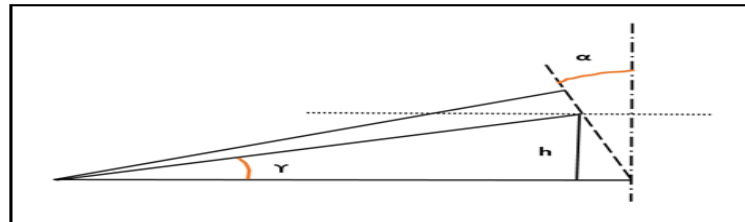


Figure 8 :Influence of the blaze angle γ on the grooves depth h with a draft angle α .

nufacture of the multi-blaze grating, it is obligatory to change the slope of the diamond cutting tool to change the blaze angle and the depth passing from one section to the other. In this case, the rulings between different blazes will tend to match at the peaks and the difference between the average heights will be high. Therefore the mean phase difference is considerably large[17]. This would have a detrimental effect on the point spread function (PSF). The ideal solution is to match the mean heights thus leading to a zero mean phase difference between the blazes. We will first use the scalar theory to demonstrate the feasibility of this technique and determine the blaze geometries that can be implemented in the software tool PCGrate, better suited to apply all technical specifications of the grating. In figure 9, each curve corresponds to a single blazing, centered at a specific blaze wavelength. The legend specifies the selected blaze wavelengths. Once more, the desired diffraction efficiency cannot be reached over the entire band with a single blaze. The simulation shows that a nine blazing profiles grating has a smooth diffraction efficiency curve with the desired diffraction efficiency (figure 10).

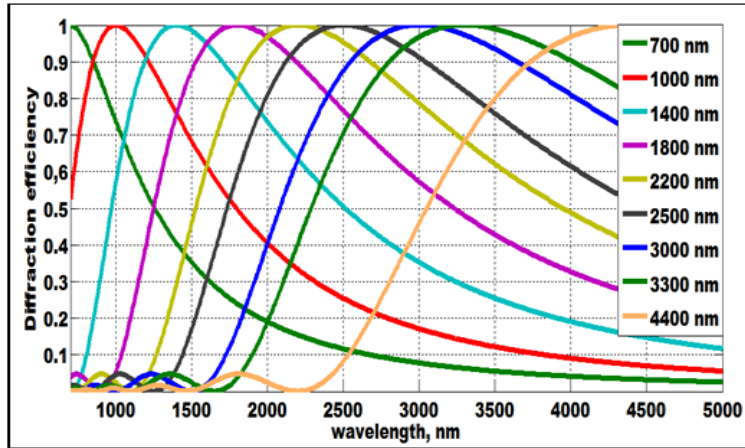


Figure 9 : Diffraction efficiency for nine ideal blazing profiles, corresponding to nine blaze wavelengths as shown on the legend, given by scalar theory.

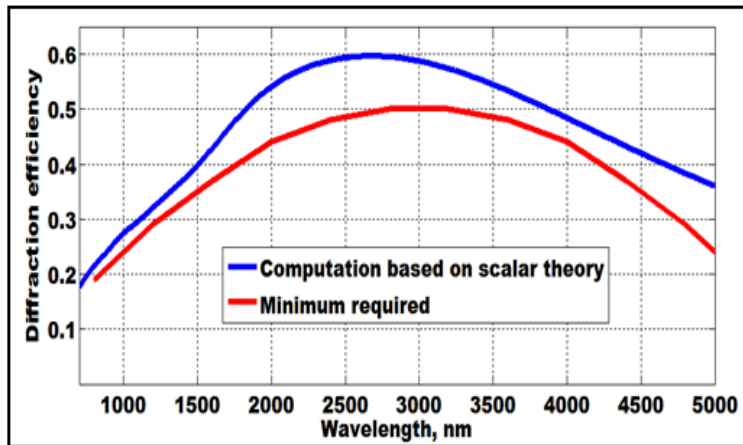


Figure 10 : Diffraction efficiency of multi-blazed grating with ideal profiles given by scalar theory compared to the minimum required.

Using the rigorous theory, we built 9 blazing profiles (ideal and realistic) as described in section IV.4.1 and we modeled a grating with 9 sections each with its own blaze wavelength. Figures 11, 12 and 13 show the diffraction efficiencies of the multi-level grating using respectively ideal, less and more rounded profiles, with the grating parameters given in the table 1, and the comparison with the required performance of the grating. We note that the diffraction efficiency of the multi-blazed grating, given by rigorous theory for ideal profile, is obviously similar to that given by scalar theory.

The comparison between the realistic and ideal profiles (figures 11, 12 and 13) shows that diffraction efficiency decreases with rounded profiles. A loss of 5% is remarkable through the ideal profile to more rounded profile especially in the middle infrared. An important drawback

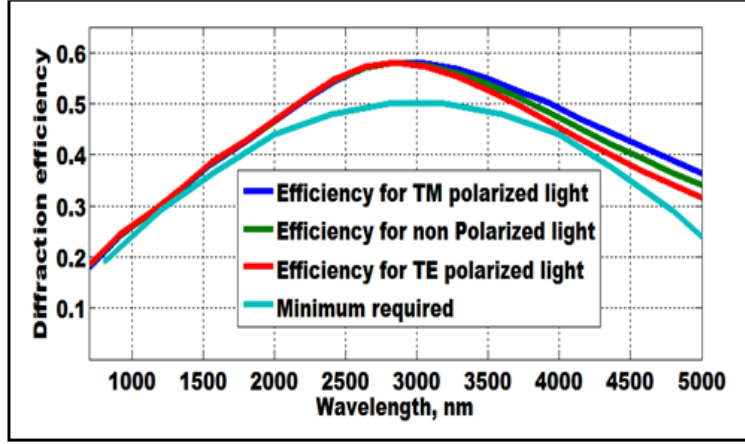


Figure 11 :Diffraction efficiency for the multi-blazed grating given by rigorous theory using ideal profiles with the grating parameters given in the table 1.

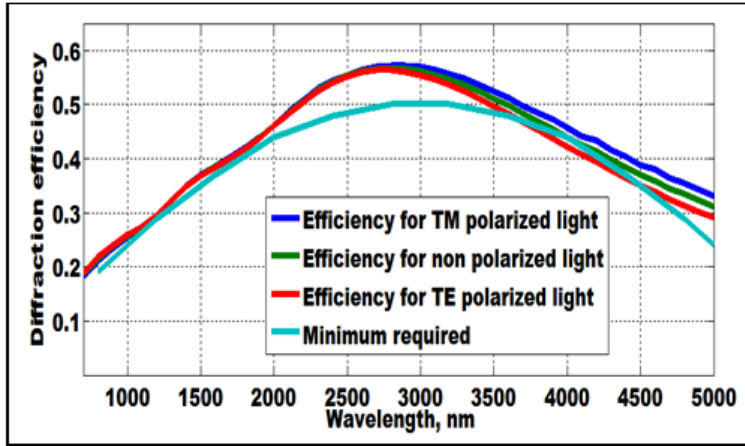


Figure 12 :Diffraction efficiency for the multi-blazed grating given by rigorous theory using less rounded realistic profiles with the grating parameters given in the table 1.

when using grating as dispersive element is the relatively large polarization sensitivity i.e. the diffraction efficiency is different for TM and TE polarization. This difference depends on the incidence angle, wavelength and spatial frequency of the grating. The polarization sensitivity of the grating can be studied with the rigorous theory. The equation 5 calculates that dependency as the contrast or degree of polarization C :

$$C = \frac{\eta_{TE} - \eta_{TM}}{\eta_{TE} + \eta_{TM}} \quad (5)$$

Where η_{TE} and η_{TM} are respectively the diffraction efficiencies for TE and TM polarized light. The polarization dependency of this multi-blazed grating can be deduced from the curves of

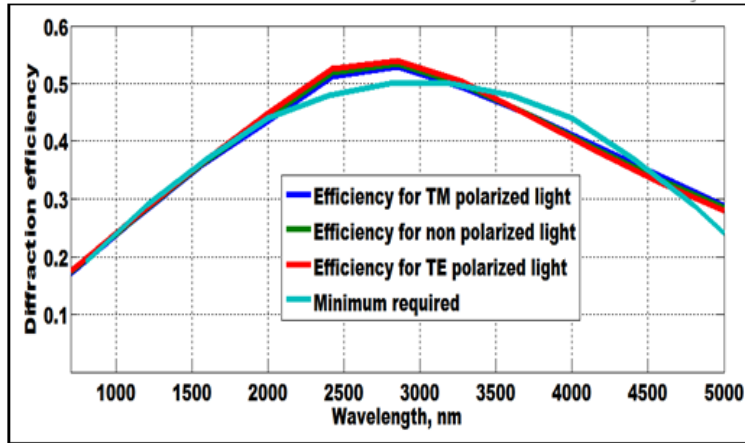


Figure 13 :Diffraction efficiency for the multi-blazed grating given by rigorous theory using more rounded realistic profiles with the grating parameters given in the table 1.

figures 11, 12 and 13. Figure 14 depicts that dependency as the contrast or degree of polarization for ideal and realistic profiles. In the case of the Chandrayaan 2 hyperspectral imager, the polarization contrast of the grating should remain below 5%. This requirement is met over almost the whole spectral band by the realistic profiles and more than 80% of the band by the ideal profile.

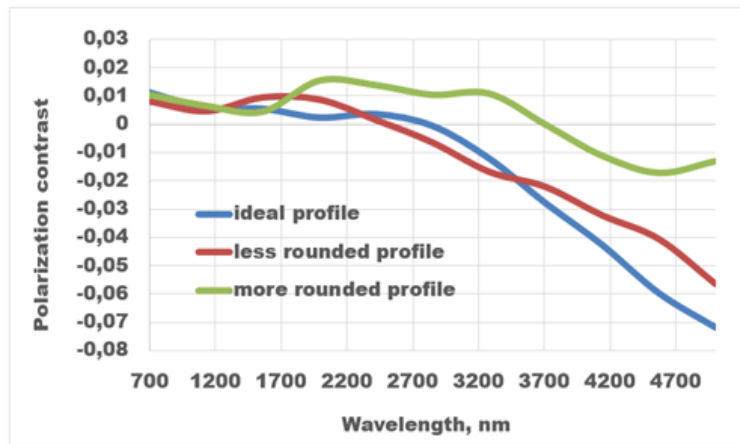


Figure 14 :Polarization contrast of the +1st diffraction order for a multi-blazed grating based on rigorous theory using ideal and realistic rounded profiles.

If the realistic profile decreases the diffraction efficiency, it also reduces the polarization contrast. The polarization contrast decreased from 7.2% for the ideal profile to less than 2% for the more rounded profile especially in the middle infrared where the sensitivity is the highest. The computation proves that a way to reduce the polarization contrast consists in adapting a

smoother grating profile. Within the desired diffraction efficiency, a shape flattened at the top and a rounded bottom of the grooves reduces the effect of polarization sensitivity. Such a profile is also closer to manufacturing capability.

IV.5. Diffraction efficiency as a function of incidence angle

Since the multi-blaze grating is convex, the incidence angle of an almost collimated wavefront varies along its surface. For an incidence of 27.12 degrees at the grating center, the incidence angles at left and right ends are respectively 15.04 and 39.20 degrees. Consequently, the diffraction efficiency of multi-blaze grating with ideal profile as a function of the incidence angle is studied below. The simulation is performed at a wavelength of 3000 nm. The diffraction efficiency slowly varies as a function of incidence angle under 40 degrees (figure 15). The po-

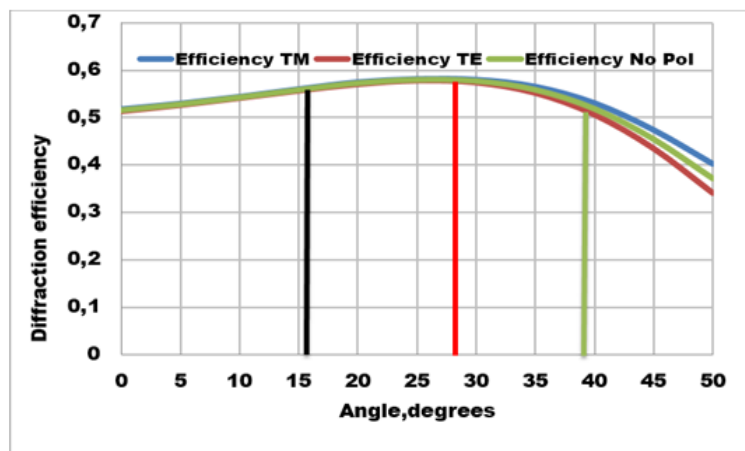


Figure 15 : Diffraction efficiency for the multi-blazed grating, as a function of incidence angle, given by rigorous theory using the ideal profile. The red line indicates the ideal incidence angle (27.12 degrees). The black and green lines indicate respectively the incidence angles at left (15.04 degrees) and right (39.19 degrees) edges of the grating.

larization contrast as a function of the incidence angle is given by the figure 16. As can be seen, the polarization contrast of multi-blaze grating remains far below the required value of 5% inside working limits.

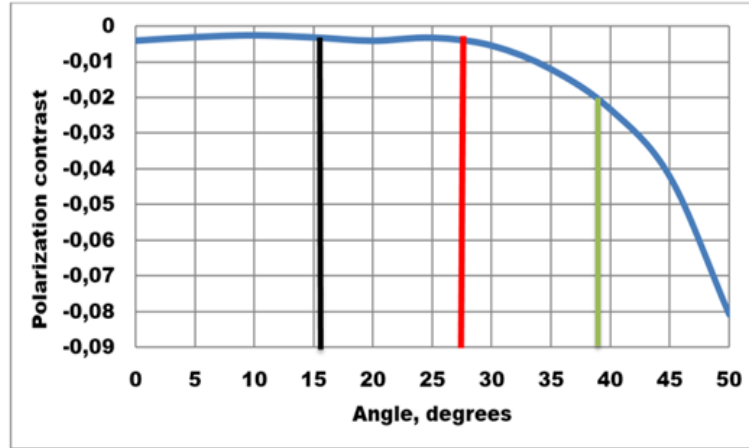


Figure 16 : Polarization contrast of the +1st diffraction order for a multi-blazed grating, as function of incidence angle, based on rigorous theory using ideal profile. The red line indicates the ideal incidence angle (27.12 degrees). The black and green lines indicate respectively the incidence angles at left (15.04 degrees) and right (39.19 degrees) edges of the grating.

V. CONCLUSION

The results obtained with single blaze have shown that such diffraction grating cannot cover a spectral range from 0.7 microns to 5 microns with the required diffraction efficiency. Consequently, we proposed a nine (9) sections multi-blaze grating each with its own blaze wavelength : 700, 1000, 1400, 1800, 2200, 2500, 3000, 3300 and 4400 nm. The calculation of the diffraction efficiency using both rigorous and scalar theories has shown that such conception is covering the given spectral band with efficiency matching the required specifications. Unfortunately the diffraction gratings exhibit a non-negligible sensitivity to polarization. We also showed the impact of a rounded profile as encountered with practical manufacturing techniques : the diffraction efficiency decreases with rounded profiles but the polarization sensitivity is also reduced especially in the mid infrared. We also calculated the degree of polarization of multi-blaze depending on the angle of incidence for a wavelength of 3000 nm. The results show that when the angle of incidence remains inside the working limits, the polarization contrast remains low.

REFERENCES

1. J. R. Schott, Remote sensing : the image chain approach. Oxford University Press, Oxford, New York, 2007.
2. M. T. Eisman, Hyperspectral Remote Sensing, vol. PM210. Bellingham, Washington 98227-0010 USA : SPIE press, 2012.
3. Indian Space Research Organisation, "Chandrayaan - 2" Online]. Available : <http://www.isro.gov.in/chandrayaan-2>.

4. V. Moreau, C. Declercq, J.-F. Jamoye, and A. Z. Marchi, "Free-Form Diffraction Grating for Hyperspectral Imager," 4S Symposium 2014, Liège, pp. 1-9, 2014.
5. J. F. Silny and T. G. Chrien, "Large format imaging spectrometers for future hyperspectral Landsat mission," Proc. SPIE, Imaging Spectrom. XVI, vol. 8158, no. 815803, pp. 1-26, 2011.
6. P. Mouroulis, R. G. Sellar, D. W. Wilson, J. J. Shea, and R. O. Green, "Optical design of a compact imaging spectrometer for planetary mineralogy" Proc. SPIE, Opt. Eng., vol. 46, pp. 1-9, Jun. 2007.
7. B. Sang, J. Schubert, S. Kaiser, V. Mogulsky, C. Neumann, K.-P. Förster, S. Hofer, T. Stuffer, H. Kaufmann, A. Müller, T. Eversberg, and C. Chlebek, "The EnMAP hyper-spectral imaging spectrometer : instrument concept , calibration and technologies" Proc. SPIE, Imaging Spectrom. XIII, vol. 7086, no. 708605, pp. 1-15, 2008.
8. M. Barnsley, J. Settle, M. Cutter, D. Lobb, and F. Teston, "The PROBA/CHRIS Mission : A low-cost smallsat for hyperspectral, multi-angle, observations of the Earth surface and atmosphere," IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., vol. 42, no. 7, pp. 1512-1520, 2004.
9. International Intellectual Group, "PURPOSES AND TASKS," [Online]. Available : www.iigrate.com.
10. J. Francés, C. Neipp, S. Gallego, S. Bleda, A. Márquez, I. Pascual, and A. Beléndez, "Comparison of simplified theories in the analysis of the diffraction efficiency in surface relief gratings," in Proc. SPIE , Optical Modelling and Design II, 2012, vol. 8429, pp. 1-10
11. V. Raulot, "Méthodes de conception et de fabrication de dispositifs imageurs en optique diffractive à structures sub-longueur d'onde," Thesis presented for obtaining the degree of Doctor of Engineering Sciences, University of Strasbourg, 2011.
12. F. Languy, "Achromatization of nonimaging Fresnel lenses for photovoltaic solar concentration using refractive and diffractive patterns," Thesis presented for obtaining the degree of Doctor of Physical Sciences, University of Liège, 2012.
13. International Intellectual Group, "ACCURATE ELECTROMAGNETIC THEORIES." [Online]. Available : www.PCGrate.com.
14. I. A. Erteza, "Diffraction Efficiency Analysis for Multi-Level Diffractive Optical Elements," Report of the Sandia National Laboratories for the United states Department of Energy , New Mexico, 1995.
15. M. Oliva, T. Harzendorf, D. Michaelis, U. D. Zeitner, and a Tünnermann, "Multilevel blazed gratings in resonance domain : an alternative to the classical fabrication approach.," Opt. Express, vol. 19, no. 15, pp. 14735-45, Jul. 2011.
16. E. C. ép. Neiss, "Mise en forme de faisceaux de lasers de puissance dans le proche infrarouge par éléments diffractifs," Thesis presented for obtaining the degree of Doctor of Engineering Sciences, Louis Pasteur University- Strasbourg I, 2008.
17. P. Mouroulis, D. W. Wilson, R. E. Muller, and P. D. Maker, "New convex grating types for concentric imaging spectrometers," Appl. Opt., vol. 37, no. 31, pp. 7200-7208, 1998.

Annexe 2

Optimization of a multiblaze grating in reflection using free-form profile

BERNARD SABUSHIMIKE^{1*}, GEORGES HORUGAVYE¹, SERGE HABRAKEN¹

¹*Holography and Optical laboratory (HOLOLAB), University of Liège, Belgium*

**Corresponding author : bsabushimike@doct.ulg.ac.be*

Received 15 February 2018 ; revised 8 may, 2018 ; accepted 13 may 2018 ; posted 14 may 2018 (Doc. ID 323390) ; published 20 june 2018

Diffraction gratings are very important in hyperspectral imaging. Their desired diffraction efficiency is dictated by the sensitivity of the detector in the spectral band of interest and the luminance of the scene to be observed. If the desired diffraction efficiency curve is established in this spectral band of interest, the remaining work is to design a diffraction grating that meets this demand. This paper is concerned with blazed gratings in reflection and the geometry of the grating will therefore depend on this reference curve, the spectral band and the optimization order. The simplest form is a grating with a uniform profile that is optimized at a single blaze wavelength. It's a mono-blaze grating. When such grating cannot meet the requirements in terms of diffraction efficiency a multi-blaze grating optimized at several blaze wavelengths is required. The objective of this manuscript is to propose a method of optimization of this multi-blaze grating i.e. how to find the number of blaze wavelengths necessary as well as their value to answer the requirements in term of diffraction efficiency.

OCIS codes : (050.0050) diffraction and gratings ; (050.2770) gratings ; (050.1940) diffraction ; (050.1950) diffraction gratings ; (050.1960) diffraction theory.

<https://doi.org/10.1364/A0.99.099999>

1. Introduction

Gratings are optical elements that contain a periodic structure that diffract incident radiation into possibly multiple diffracted orders, each of which is spectrally dispersed[1]. Among the types of surface relief grating profiles, the most common are : rectangular, sinusoidal and blazed gratings [2]. In this manuscript, we are interested in blaze gratings for the simple reason that their asymmetric profile makes it possible to concentrate the maximum of diffraction efficiency in a single diffraction order. The multi-blaze profile as the name suggests includes several blaze wavelengths. This type of profile is used when the simple blaze profile cannot meet the grating requirements in terms of diffraction efficiency over a wide spectral band. The purpose of this

manuscript is to propose an optimizing method for the multi-blaze profile, based on diffractive scalar theory, i.e. to determine the number of blaze wavelengths and their values so that the desired diffraction efficiency of the grating is obtained.

2. Diffraction grating equation

When a diffraction grating is illuminated with a beam of monochromatic light, the diffraction orders, in reflection and/or in transmission, are governed by the so-called equation of the diffraction gratings represented by the equation (1). This manuscript will focus on reflective gratings. For grating period Λ , the incident beam of a wavelength λ illuminating the grating with an angle of incidence θ_i with respect to the normal at the incidence point on the grating, will be diffracted in discrete diffraction orders m (m is a relative integer) with an angle θ_d given by :

$$\Lambda(\sin\theta_i + \sin\theta_d) = m\lambda \quad (1)$$

This equation is valid in reflection and transmission provided that the diffraction angle is positively counted if it is located on the same side as the angle of incidence with respect to the normal and negatively otherwise[3].

3. Blazing condition : Specular reflection

The blazing condition of diffraction can be assimilated to a specular reflection on facets when almost all the energy of the incident radiation is found in a single order. The direction of the peak in the case of diffraction by a facet corresponds to the specular reflection on this facet, and this for each groove. This direction is therefore conditioned by the blaze angle α . In this case, the normal N' to the facet is the bisector of the angle between the incident and diffracted beams and consequently the relationship between the incidence, diffraction and blaze angles is given by the equation (2)[4] :

$$\theta_i \pm \theta_d = 2\alpha \quad (2)$$

where θ_i , θ_d and α are respectively incidence, diffraction and blaze angles. Blazed gratings are interesting because they concentrate the maximum of diffracted energy in a single diffraction order. Figure 1 gives a schematic representation of specular reflection.

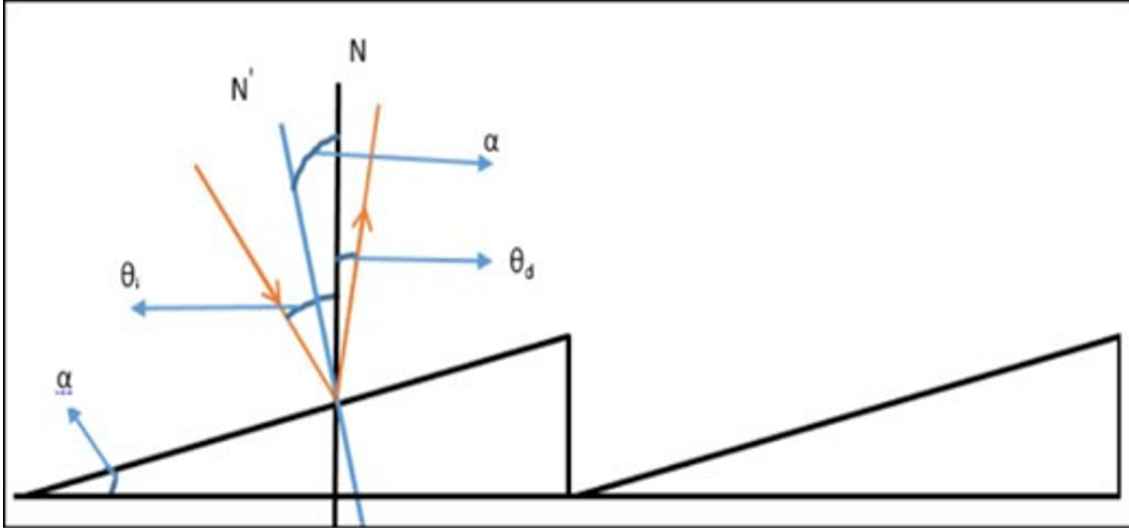


Figure 1 : Schematic representation of specular reflection : α is the blaze angle, θ_i is the incidence angle and θ_d is the diffraction angle. N and N' are respectively normal to the substrate and to the facet of the grating.

4. Diffractive scalar theory

The scalar theory is very convenient. It is a theory that ignores the vectorial aspect of light but provides results comparable with those obtained with rigorous theory like that proposed by PCGrate software [5] under specific conditions while being less time consuming and easier to implement. Moreover, the scalar theory allows for an easier approach to optimize diffraction gratings, while rigorous theories sound more like tools to analyse the diffraction characteristics of the designed gratings (e.g. polarisation sensitivity). The scalar theory is a powerful tool to deal with high period to wavelength ratio grating. Scalar theory is known to be accurate if [6],[7]

$$\frac{\Lambda}{\lambda} \geq 10 \quad (3)$$

Where Λ is the grating period and λ is the wavelength. However, this theory does not take into account the polarization sensitivity. The scalar diffraction efficiency for reflective gratings assuming a perfect reflective coating is given by[8] :

$$\eta_{dif} = \text{sinc}^2 \left[m \left(\frac{\lambda_b}{\lambda} - 1 \right) \right] \quad (4)$$

Where m is the diffraction order and λ_b is the blaze wavelength. Therefore, for one given thickness when $\lambda = \lambda_b$, the grating achieves 100% diffraction efficiency at the diffraction order m . The diffraction efficiency will be zero for every other diffraction orders.

5. Choice and Optimization of grating profile

The choice and optimization of the grating profiles depend on the technical characteristics of the grating, namely : the requirements in terms of diffraction efficiency, spectral bandwidth, optimization order, etc. In addition to the classical single-blaze grating, we present a multi-blaze grating approach.

A. Single-blaze grating

A single-blaze grating is a mono angle blazed grating and therefore with a uniform profile over its entire surface. The optimization of this grating is very simple and is done using the diffraction gratings equation (1). Figure 2 shows an example of single-blaze grating where Λ , α , and h are respectively period, blaze angle and grooves depth. In 1998, Pantazis Mouroulis et al proposed

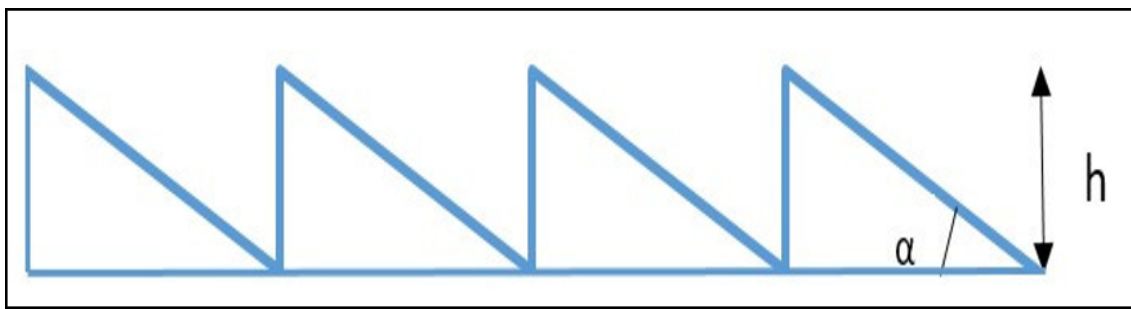


Figure 2 : Example of a single-blaze grating.

a grating design based on multi-blaze profiles[9]. Such a design aims to meet the requirements of the grating in terms of diffraction efficiency that a single blaze cannot satisfy, over a well-defined spectral band. Figure 3 shows an example of multi-blaze grating. The number of blaze wavelengths and their values depend on the grating technical specifications.



Figure 3 : Example of multi-blaze grating. The period remains constant. The blaze angle is variable and the groove depth is adapted.

The goal of this manuscript is to propose an optimization method which allows to find the number of blaze wavelengths of the grating and their values to meet the diffraction efficiency requirements. The proposed method will use the diffractive scalar theory to calculate the grating diffraction efficiency.

C. Optimization tools

1. fsolve function

The function `fsolve`[10] is a Matlab optimization tool and is used to solve a system of nonlinear equations.

$$x = fsolve(@functionname, x0, options) \quad (5)$$

Input Arguments

The first argument `functionname` is the name of the system of nonlinear equations to solve. `functionname` is a function that accepts a vector x and returns a vector F , the nonlinear equations evaluated at x . The `functionname` can be specified as an M-file function. It is a Matlab® function such that `functionname` has to match the file name. A function file is not executable by itself, it can only be called in other commands. It is defined by the following equation :

$$\begin{cases} FunctionF = functionname(x) \\ F = Expressionofthesystem \end{cases} \quad (6)$$

The second argument `x0` is the arbitrary initial vector for x . It is a vector whose components are wavelengths and their weights. The number of those components is equal to the number of unknowns to be determined. The third argument `options` is the options structure created with the `optimoptions` tool. `Optimoptions` allows to create or edit optimization options structure : `Options = optimoptions ('param1', value1, 'param2', value2,...)` creates an optimization option structure called `options`, in which the specified options (`param`) have specified values. `fsolve` uses large scale and medium scale algorithms. Some options apply to both algorithms, some are only relevant when using the large-scale algorithm, and others are only relevant when using the medium-scale algorithm. In this manuscript, the options structure will allow to define the algorithm that the `fsolve` function uses to solve the system of nonlinear equations and give the desired blaze wavelengths.

2. Algorithms

By default `fsolve` chooses the medium-scale algorithm based on the nonlinear least-squares algorithms and uses the trust-region dogleg method[11]. This method is an iterative procedures in which the objective function is represented by a quadratic model inside a suitable neighborhood (the trust region) of the current iterate, as implied by the Taylor series expansion. This method

can only be used when the system of equations is square, i.e., the number of equations equals the number of unknowns. The medium-scale algorithm uses two other methods for which the system of equations need not be square :

1. The Gauss-Newton method is a method for minimizing a sum-of-squares objective function. It presumes that the objective function is approximately quadratic in the parameters near the optimal solution[11].
2. The Levenberg-Marquardt method is a standard technique for solving nonlinear least squares problems. This method is a combination of two methods : the gradient descent method and the Gauss-Newton method[12].

The second algorithm used by the function `fsolve` is the large-scale algorithm which is a subspace trust-region method and is based on the interior-reflective Newton method[13],[14]. The `LargeScale` option specifies a preference for which algorithm to use. It is only a preference because certain conditions must be met to use the large-scale algorithm. For this algorithm, the nonlinear system of equations cannot be underdetermined ; that is, the number of equations (the number of elements of `F` returned by `functionname`) must be at least as many as the number of unknowns or else the medium-scale algorithm is used.

In this manuscript, the system of nonlinear equations used to determine the blaze wavelengths is not necessary square and also each equation of the system is not quadratic. Then, the most appropriate method to solve this system is the Levenberg-Marquardt algorithm. This algorithm is suitable even if the system may not have a zero. The algorithm still returns a point where the residual is small. The idea is to construct systems of m (constant) equations with n variables, n varying from 1 (mono-blaze) to N . Here N represents the minimum number of blaze wavelengths that will result from the optimization.

D. Case study of a grating operating in the visible and the Short Wave IR

1. Technical specification

The case study considered in this paper is the optimization of a convex grating operating in the visible range to the short wave infrared. The optimization is valid for any substrate shape as long as curvature does not induce a large incident angle deviation. I propose to apply this method to a grating on a free form surface (convex). A free form surface is a curved surface that has no axes of translational or rotational symmetry. This choice is dictated by the fact that a free form diffraction grating offers to an hyperspectral imager in the Offner configuration several advantages[15] :

- It has a very compact structure with the immediate consequences of a decrease in mass and volume.
- It has a wide field of view and constant performance.
- It has several degrees of freedom which improves the image quality.
- It has less optical elements and innovative designs.

Table 1 : grating specifications

Item	Requirements
Grating type	Reflection grating
Profile	Blazed grating
Spectral range	400-2500 nm
Size	diameter=30 mm
Groove density	40 lp/mm
Order of diffraction	± 1
Incidence angle	5°

2. Diffraction efficiency requirements

The desired diffraction efficiency is given by the curve in the Figure 4 : The curve is based on a typical spectrometer performance. It is influenced by mirror coatings, sensor efficiency, and spectral luminance of the scene. The goal is to flatten and maximize the overall instrument spectral response.

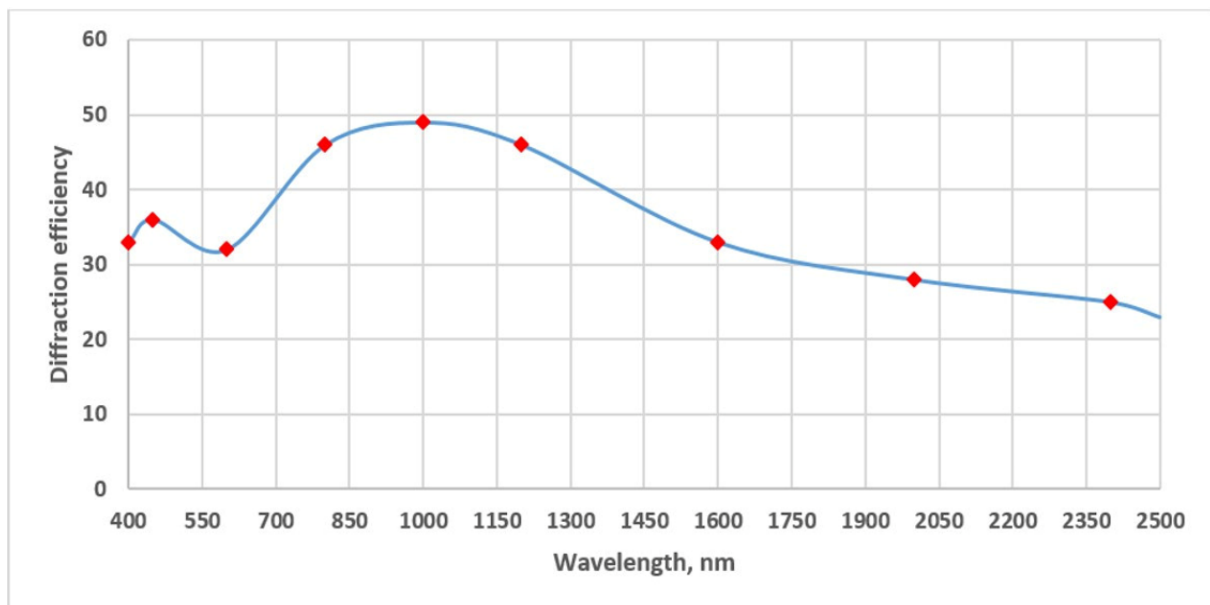


Figure 4 : Diffraction efficiency requirement corresponding to the grating specifications in table 1. The red dots depict the selected points for optimization.

First, one determines the diffraction efficiency values η for several discrete wavelengths (spectral sampling). Second, one adds a margin $\Delta\eta$ to already foresee a realistic degradation with experimental grating (manufacturing tolerance, for example $\Delta\eta = 5\%$) :

1. $\eta (\lambda = 400 \text{ nm})=0.33+0.05=0.38$
2. $\eta (\lambda = 450 \text{ nm})=0.36+0.05=0.41$
3. $\eta (\lambda = 600 \text{ nm})=0.32+0.05=0.37$

4. $\eta (\lambda = 800 \text{ nm})=0.46+0.05=0.51$
5. $\eta (\lambda = 1000 \text{ nm})=0.49+0.05=0.54$
6. $\eta (\lambda = 1200 \text{ nm})=0.46+0.05=0.51$
7. $\eta (\lambda = 1600 \text{ nm})=0.33+0.05=0.38$
8. $\eta (\lambda = 2000 \text{ nm})=0.28+0.05=0.33$
9. $\eta (\lambda = 2400 \text{ nm})=0.25+0.05=0.30$

Here, nine diffraction efficiency values are defined which means that the system will have nine equations with n variables, n varying from $n = 1$ (mono-blaze) to $n = N$ (multi-blaze), N being the minimum number of blaze wavelengths and their weights that will result from the optimization process. The nine selected diffraction efficiency values are represented by the nine red dots in Figure 4 before the addition of a 5% margin.

3. Determination of blaze wavelengths by the scalar theory and fsolve function

a. Mono-blaze grating ($N=1$)

One must first see if a mono-blaze solution can meet the requirements of this grating in terms of diffraction efficiency. The function F that gives the system of nonlinear equations for $N = 1$ is given by the following expression :

```
function F=systeme1(x)
F=[ (sin(pi*(x(1)/400)-1))/(pi*(x(1)/400)-1))^2-(0.33+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/450)-1))/(pi*(x(1)/450)-1))^2-(0.36+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/600)-1))/(pi*(x(1)/600)-1))^2-(0.32+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/800)-1))/(pi*(x(1)/800)-1))^2-(0.46+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/1000)-1))/(pi*(x(1)/1000)-1))^2-(0.49+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/1200)-1))/(pi*(x(1)/1200)-1))^2-(0.46+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/1600)-1))/(pi*(x(1)/1600)-1))^2-(0.33+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/2000)-1))/(pi*(x(1)/2000)-1))^2-(0.28+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/2400)-1))/(pi*(x(1)/2400)-1))^2-(0.25+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/2500)-1))/(pi*(x(1)/2500)-1))^2-(0.23+x(2));
x(2)>0;
x(2)<=0.51];
```

In this system, each equation of the system defines the value of the diffraction efficiency required for a given wavelength using scalar diffractive theory. The name of the function "systeme1" must correspond to the name of the file corresponding to this system and $x(1)$ represents the blaze wavelength, to be determined, of the mono-blaze grating. Does this blaze wavelength exist to meet the requirements of the grating ? In order to answer this question, this system must be solved using the Levenberg-Marquardt algorithm. This is an algorithm of numerical analysis used to solve a system of nonlinear problems. Currently, this method is implemented in Matlab by the fsolve function whose syntax is given by equation (7) and the rest is explained with

the MatLab routine as an illustration of the principle. The mathematical developments of this algorithm are detailed in the articles cited in reference for interested readers.

$$\begin{cases} \mathbf{x0} = \mathbf{p}; \\ \text{options} = \text{optimoptions} (@\text{fsolve}, 'Algorithm', 'Levenberg-marquardt'); \\ \mathbf{x} = \text{fsolve} (@\text{systeme1}, \mathbf{x0}, \text{options}) \end{cases} \quad (7)$$

In this code, $\mathbf{x0}$ is the arbitrary initial vector with only one component p because there is one blaze wavelength (one variable) to be determined. The options are defined by the "optimoptions" tool which has in this case two arguments : the first indicates the solver used, the second and the third its method (Levenberg-Marquardt). Finally, the function "fsolve" gives the solution of the system. It has three arguments : the first one is a function handle (@ plus the name of the file corresponding to the system) which is a Matlab value that provides a means of calling a function indirectly, the second argument corresponds to the initial vector and the third calls the defined options. For this system, the best estimate of the system solution by equation (7) gives a blaze wavelength of 899 nm for p equal to 900. This estimate is not certainly a root of the system but gives a blaze wavelength which produces a diffraction efficiency that is as close as possible to that required for $N=1$. The diffraction efficiency of the mono-blaze grating with this blaze wavelength calculated using the scalar theory is given by Figure 5. The areas

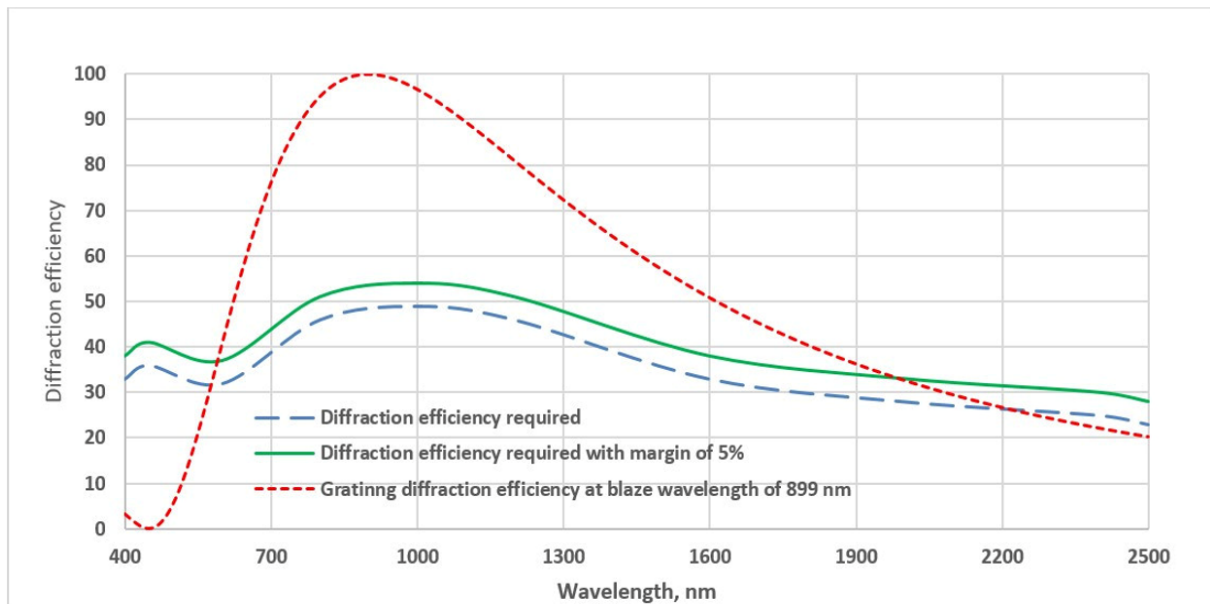


Figure 5 : Diffraction efficiency at a single blaze wavelength of 899 nm corresponding to the grating specifications in table 1.

below the minimum specifications curve is 744.80 AU (area unit) and that below the curve with a margin of 5% is 849.80 AU. The mono blaze simulation curve is below the minimum specifications curve on 22.61% of the spectral band and is on average 10.53% lower in this band. This represents a surface deficit of 50.05 AU which corresponds to a deficit in relative difference of

6.71%. With respect to the curve with margin of 5%, the simulation curve is below on 33.33% of the spectral band and is on average 11.37% lower which represents a surface deficit of 79.59 AU in this band that is to say a deficit in relative difference of 9.36%. These surfaces are determined using the trapezoid method. The aim is to have a 100% curve conforming to the reference curve with a margin of 5% over the entire spectral band. The Table 2 summarizes the position of the simulation curve with the best blaze wavelength relative to those of reference.

Table 2 : Blaze wavelengths and the positions of the simulation curve relative to those of reference as a function of the component of x0

Component of x0 (p)	Blaze wavelengths	Position of simulation curve relative to the minimum specifications curve		Position of simulation curve relative to the curve with margin of 5%	
		Conformity on the spectral band	Deficit relative difference	Conformity on the spectral band	Deficit relative difference
900 nm	899 nm	not conform on 22.61%	6.71 %	not conform on 33.33%	9.36 %

This solution does not meet the diffraction efficiency requirements of the grating over the entire spectral band because the simulation curve is too far from the reference curves on the spectral band. The mono-blaze grating is not suitable for this case.

b. Multi-blaze grating (N=2)

According to the results above, a single-blaze grating cannot meet the requirements of the grating in terms of diffraction efficiency. In this section, we study if a dual-blaze grating can be sufficient to meet the requirements in terms of diffraction efficiency. The system defined by the function F will be a system with four variables : Two blaze wavelengths x (1) and x (2) and their weights x(3) and x(4) i.e. their contributions in the grating diffraction efficiency. The solution will be valid if each weight is positive and the sum of the weights is equal to 1. In practice, the weighting factor will correspond to a proportional surface section of the full grating.

```
function F=systeme2(x)
F=[ (sin(pi*(x(1)/400)-1))/(pi*(x(1)/400)-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/400)-1))/(pi*(x(2)/400)-1))^2*x(4)-(0.33+x(5));
((sin(pi*(x(1)/450)-1))/(pi*(x(1)/450)-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/450)-1))/(pi*(x(2)/450)-1))^2*x(4)-(0.36+x(5));
((sin(pi*(x(1)/600)-1))/(pi*(x(1)/600)-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/600)-1))/(pi*(x(2)/600)-1))^2*x(4)-(0.32+x(5));
((sin(pi*(x(1)/800)-1))/(pi*(x(1)/800)-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/800)-1))/(pi*(x(2)/800)-1))^2*x(4)-(0.46+x(5));
((sin(pi*(x(1)/1000)-1))/(pi*(x(1)/1000)-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/1000)-1))/(pi*(x(2)/1000)-1))^2*x(4)-(0.49+x(5));
((sin(pi*(x(1)/1200)-1))/(pi*(x(1)/1200)-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/1200)-1))/(pi*(x(2)/1200)-1))^2*x(4)-(0.46+x(5));
((sin(pi*(x(1)/1600)-1))/(pi*(x(1)/1600)-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/1600)-1))/(pi*(x(2)/1600)-1))^2*x(4)-(0.33+x(5));
((sin(pi*(x(1)/2000)-1))/(pi*(x(1)/2000)-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/2000)-1))/(pi*(x(2)/2000)-1))^2*x(4)-(0.28+x(5));
((sin(pi*(x(1)/2400)-1))/(pi*(x(1)/2400)-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/2400)-1))/(pi*(x(2)/2400)-1))^2*x(4)-(0.25+x(5));
((sin(pi*(x(1)/2500)-1))/(pi*(x(1)/2500)-1))^2*x(3)+(sin(pi*(x(2)/2500)-1))/(pi*(x(2)/2500)-1))^2*x(4)-(0.23+x(5));
x(3)-abs(x(3));
x(4)-abs(x(4));
x(5)>0;
x(5)<=0.51;
(x(3)+x(4))-1];
```

Here, there are four variables to be determined using the Levenberg-Marquardt algorithm as described in equation (7). Then the initial vector x0 will have four components. Using equation

(7), whatever the values of the components of x_0 , we find a unique solution : (476 ; 1180 ; 0.5 ; 0.5) that is to say two blaze wavelengths (476 nm and 1180 nm) and their weight 0.5. The diffraction efficiency of the dual-blaze grating with those blaze wavelengths calculated using the scalar theory is given by Figure 6.

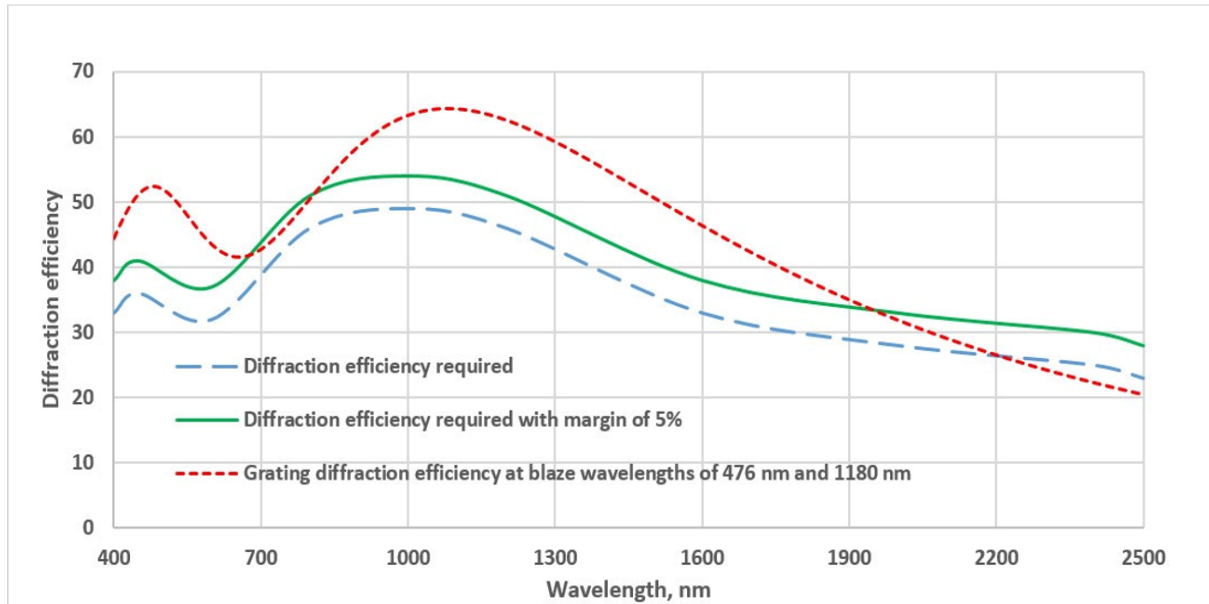


Figure 6 : Diffraction efficiency at blaze wavelengths of 476 nm and 1180 nm corresponding to the grating specifications in table 1.

The table 3 gives the position of the simulation curve corresponding to these two blaze wavelengths with respect to those of reference. From the outset we see that the curve does not perfectly fit but to what degree ? The answer is given in Table 3.

Table 3 : Blaze wavelengths and the positions of the simulation curve relative to those of reference as a function of the component of x_0 for $N=2$.

Component of x_0 (p)	Blaze wavelengths	Position of simulation curve relative to the minimum specifications curve		Position of simulation curve relative to the curve with margin of 5%	
		Conformity on the spectral band	Deficit relative difference	Conformity on the spectral band	Deficit relative difference
(550; 650; 0.6; 0.4)	476; 1180; 0.5; 0.5	not conform on 14.28%	0.28 %	not conform on 33.33%	3.36 %

The simulation curve corresponding to these two blaze wavelengths does not comply with minimum reference curve on 14.28% of the spectral band and on 33.33% compared to that with a margin of 5%. This means that this problem cannot be fully solved by a dual-blaze grating, even if the progress is obvious when compared to mono-blaze solution.

c. Three-blaze wavelengths grating (N=3)

As for the case of two blazes, the system is built in the same way and now there are six variables representing the three blaze wavelengths $x(1)$, $x(2)$ and $x(3)$ and their weights $x(4)$, $x(5)$ and $x(6)$ which are determined by the equation (7). The solution will be valid if each weight is positive and the sum of the weights is equal to 1. Since there are six variables to determine, the initial vector x_0 will have six components : three wavelengths and their weights. Equation (7) gives a single valid solution for this problem for any initial vector x_0 . For example with $x_0 = (550; 650; 750; 0.5; 0.3; 0.2)$, this solution is $(463; 1071; 2709; 0.4; 0.4; 0.2)$ i.e. three blaze wavelengths (463 nm, 1071 nm and 2709 nm) as well as their respective weights 0.4, 0.4 and 0.2. The Table 4 gives the position of the simulation curve, with these blaze wavelengths, relative to the reference curves to see if the solution is compliant or not. The diffraction efficiency of the grating with the three blaze wavelengths is calculated by scalar theory and is given by the figure 7. The results in Table 4 and the figure 7 show that the simulation curve is 100% compliant with the minimum curve with a surplus in relative difference of surface of 13.01%. With respect to the curve with a margin of 5%, the simulation curve does not conform on 64.28% of the spectral band with a deficit in relative difference of surface of 3.03%. One can now study if a configuration with four blaze wavelengths can improve grating performance.

Table 4 : Blaze wavelengths and the position of the simulation curve relative to those of reference as a function of the component of x_0 for or $N=3$.

Components of X_0	Blaze wavelengths in nm and their weights	Position of simulation curve relative to the minimum curve		Position of simulation curve relative to the curve with margin of 5%	
		Conformity on the spectral band	surplus relative difference	Conformity on the spectral band	deficit relative difference
(550;650;750; 0.5;0.3;0.2)	463;1071;2709; 0.4;0.4;0.2	conform on 100%	13.01%	not conform on 64.28%	3.03%

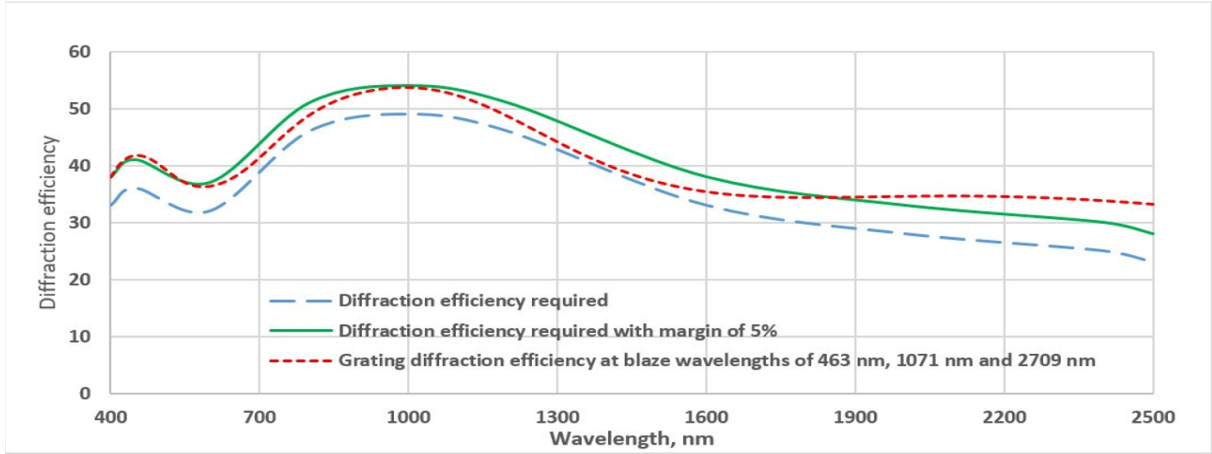


Figure 7 : Diffraction efficiency at blaze wavelengths of 463 nm, 1071 nm and 2709 nm corresponding to the grating specifications in table 1.

d. Four-blaze wavelengths grating (N=4)

In the same way that we built the systems for one, two and three blaze wavelengths, we perform the simulation with four blazes. In this case, there are eight variables representing the four blaze wavelengths $x(1)$, $x(2)$, $x(3)$ and $x(4)$ and their respective weights $x(5)$, $x(6)$, $x(7)$ and $x(8)$ which are determined by the equation (7). The solution will be valid if each weight is positive and the sum of the weights is equal to 1. Since there are eight variables to determine, the initial vector x_0 will have eight components : four wavelengths and their four weights. The Table 5 gives the results obtained as a function of the components of x_0 that is to say the blaze wavelengths, theirs weights and the position of the simulation curve relative to the reference curves in order to be able to choose the best configuration. In this table, the solution i.e. the blaze wavelengths and their weights is presented in the order : $x(1)$; $x(2)$; $x(3)$; $x(4)$; $x(5)$, $x(6)$, $x(7)$ and $x(8)$.

The results of Table 5 show that the solution converges to a single solution, from a difference of 400 nm between the wavelength components of the initial vector x_0 , which conforms to the reference curves. This proves a good stability of convergence with respect to the initial parameters and therefore that the algorithm is robust. This solution is the four blaze wavelengths (459 nm, 1037 nm, 1746 nm and 2975 nm) and their respective weights (0.4, 0.4, 0.1 and 0.1). The figure 8 gives the diffraction efficiency of the optimized grating at these blaze wavelengths.

Table 5 : Blaze wavelengths, their weights and the position of the simulation curve relative to those of reference as a function of the component of x0 for or N=4.

Components of X0	Difference between wavelengths components of x0 in nm	Blaze wavelengths in nm and their weights	Position of simulation curve relative to the minimum curve		Position of simulation curve relative to the curve with margin of 5%	
			Conformity on the spectral band	surplus in relative difference	Conformity on the spectral band	Surplus/deficit in relative difference
(550;650;750;850;0.1;0.2;0.3;0.4)	100	414;700;1094;2621;0.4;0.1;0.4;0.1	conform 100%	13.70%	No conform on 57.14%	2.73%
(550;750;950;1150;0.1;0.2;0.3;0.4)	200	414;700;1094;2621;0.4;0.1;0.4;0.1	conform 100%	13.70%	No conform on 57.14%	2.73%
(550;850;1150;1450;0.1;0.2;0.3;0.4)	300	414;700;1094;2621;0.4;0.1;0.4;0.1	conform 100%	13.70%	No conform on 57.14%	2.73%
(550;950;1350;1750;0.1;0.2;0.3;0.4)	400	459;1037;1746;2975;0.4;0.4;0.1;0.1	conform 100%	17.38%	conform 100%	2.88%
(550;1050;1550;2050;0.1;0.2;0.3;0.4)	500	459;1037;1746;2975;0.4;0.4;0.1;0.1	conform 100%	17.38%	conform 100%	2.88%
(550;1150;1750;2350;0.1;0.2;0.3;0.4)	600	459;1037;1746;2975;0.4;0.4;0.1;0.1	conform 100%	17.38%	conform 100%	2.88%
(550;1250;1950;2650;0.1;0.2;0.3;0.4)	700	459;1037;1746;2975;0.4;0.4;0.1;0.1	conform 100%	17.38%	conform 100%	2.88%

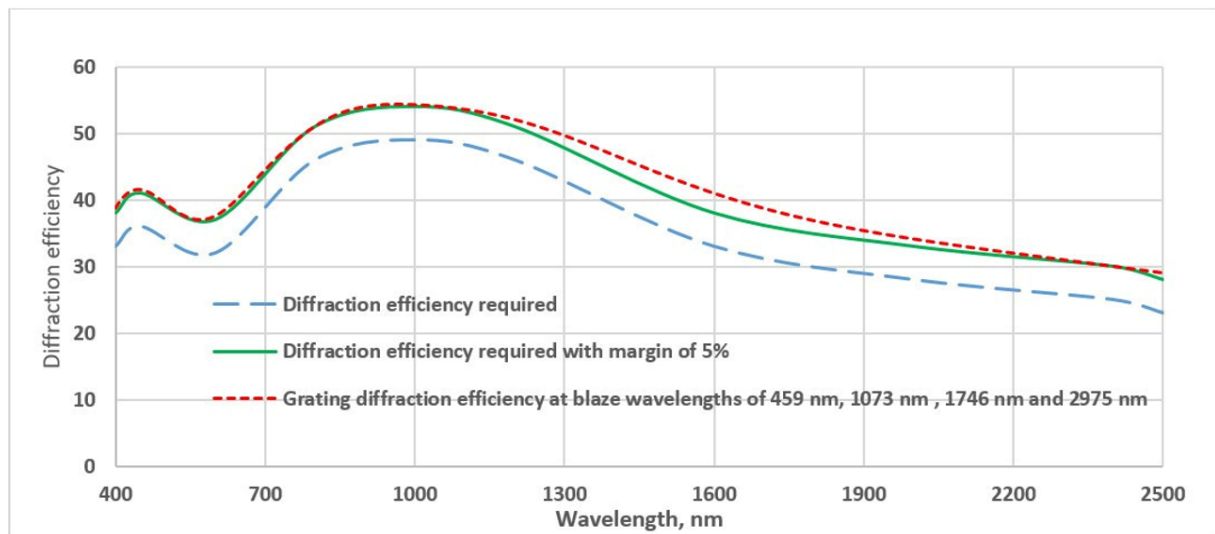


Figure 8 : Diffraction efficiency at blaze wavelengths of 459 nm, 1037 nm, 1746 nm and 2975 nm corresponding to the grating specifications in table 1.

From the foregoing, it is obvious that it is the configuration with four blaze wavelengths that gives good fully satisfactory results. The best solution for this problem is therefore the one with

the four blaze wavelengths 459, 1037 nm, 1746 nm and 2975 nm. With respect to the manufacturing process, the respective weights dictate the proportional surface area of the grating to etch with each blaze parameters. Once the number of necessary blaze wavelengths, their values and their weights are found, the grating is subdivided into different bands corresponding to the number of blaze wavelengths and proportionally to their weight. In each band is etched an optimized grating at its own blaze wavelength. The grating then becomes a set of sub gratings with the same period. We can also alternate the blazes on the surface of the grating using their frequency but while respecting the weight allocated to each sub band and therefore to each blaze. In all cases the sub bands are perpendicular to the grooves grating. With these arrangements of sub-bands (perpendicular to the grating grooves) proposed, the spectral resolution will be the same because the effective number of grating grooves per band does not change. The spectral resolution is the ability to resolve two wavelengths λ_1 and $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$ and generally depends not only on the grating but on the dimensions and locations of the entrance and exit slits (or detector elements), the aberrations in the images, and the magnification of the images. The minimum wavelength difference ?? (also called the limit of resolution, or simply resolution) between two wavelengths that can be resolved unambiguously can be determined by convoluting the image of the entrance aperture (at the image plane) with the exit aperture (or detector element). This measure of the ability of a grating system to resolve nearby wavelengths is arguably more relevant than is resolving power, since it takes into account the image effects of the system.

6. Superposition of diffracted spectra

The most troublesome aspect of multiple orders behavior is that successive spectra overlap. Let us consider the result of the optimization, which corresponds to 4 blaze wavelengths $\lambda_1 = 459$ nm (with a weight of 0.4), $\lambda_2 = 1037$ nm (with a weight of 0.4), $\lambda_3 = 1747$ nm (with a weight of 0.1) and $\lambda_4 = 2975$ nm (with a weight of 0.1). A light with a wavelength of 1037 nm will be 100% diffracted by the optimized sub grating at λ_2 in order ± 1 at a diffraction angle θ . It has a weight of 0.4 and therefore its contribution in the total efficiency of the multi-blaze grating is 40%. The same sub grating sends in the same direction θ , an efficiency of 40% of a light with a wavelength of 518.5 nm in the order ± 2 . This means that a detector sensitive to these two wavelengths would see both simultaneously. This superposition of wavelengths, which would lead to erroneous data, is inherent in the grating equation itself and must be prevented by suitable dichroic filters which let certain wavelengths (visible band for example) pass to a sensitive detector and reflect others to another detector.

7. Conclusion

Users of diffraction gratings define the requirements related to the conditions of use as well as their performance and want to have the technical parameters that meet their specifications. The objective of this paper was to find a method that allows to optimize a diffraction grating to meet the needs especially in terms of diffraction efficiency. This paper explains how to implement an

algorithm for solving a system of nonlinear equations and not necessarily square to optimize a multi-blaze grating. The algorithm uses the Levenberg-Marquardt method by the “fsolve” optimization tool. This tool allows, by scalar theory, to see whether or not a single-blaze grating is sufficient to meet diffraction efficiency requirements. If the answer is no, one can determine the blaze wavelengths of the multi-blaze grating which satisfy the grating requirements by varying the number of variables of the system and hence of blaze wavelengths from 1 (mono-blaze) to N (the minimum number of blaze wavelengths that will result from the optimization process). In each case, the diffraction efficiency is calculated using the scalar theory to determine the number of blaze wavelengths and their values. In this paper, we presented an example which drives the grating configuration to four blaze wavelengths 495 nm, 1037 nm, 1746 nm and 2975 nm as the best result of the optimization process. As next step, one can use those parameters and verify the performance with a rigorous vectorial theory of diffraction. This will bring information about the polarization sensitivity.

References

1. M. T. Eismann, *Hyperspectral Remote Sensing*, Vol. PM210 of SPIE Press Monograph (SPIE, 2012).
2. Y. Bourgin, “Fabrication par masque de phase de réseaux de diffraction d’aire et de période ultimes” Thesis presented for obtaining the degree of Doctor in Sciences, University of Saint-Etienne, 2010.
3. C. Palmer, *DIFFRACTION GRATING HANDBOOK*, Sixth edit. New york : Richardson Grating Laboratory, 2005.
4. E. Hecht, *Optics*, 4th editio. Pearson Education, 2002.
5. International Intellectual Group, “Purposes and tasks” [online]. Available : <http://www.pcgrate.com/about/pcgrates/index>.
6. J. Francés, C. Neipp, S. Gallego, S. Bleda, A. Márquez, I. Pascual, and A. Beléndez, “Comparison of simplified theories in the analysis of the diffraction efficiency in surface-relief gratings” in *Proc. SPIE , Optical Modelling and Design II*, 2012, vol. 8429, pp. 1-10.
7. V. Raulot, “Méthodes de conception et de fabrication de dispositifs imageurs en optique diffractive à structures sub-longueur d’onde,” Ph.D. dissertation (University of Strasbourg, 2011).
8. F. Languy, “Achromatization of nonimaging Fresnel lenses for photovoltaic solar concentration using refractive and diffractive patterns” Ph.D. dissertation (University of Liège, 2012).
9. P. Mouroulis, R. G. Sellar, D. W. Wilson, J. J. Shea, and R. O. Green, “Optical design of a compact imaging spectrometer for planetary mineralogy” *Proc. SPIE, Opt. Eng.*, vol. 46, pp. 1-9, Jun. 2007.
10. MathWorks, “fsolve : Functions (optimization toolbox).” MathWorks, 2008.

11. C. Voglis and I. E. Lagaris, "A Rectangular Trust Region Dogleg Approach for Unconstrained and Bound Constrained Nonlinear Optimization" in WSEAS International Conference on Applied Mathematics, 2004, p. 7.
12. H. P. Gavin, "The Levenberg-Marquardt method for nonlinear least squares curve-fitting problems," Department of Civil and Environmental Engineering, Duke University, Durham, NC, USA, 2017.
13. T. F. Coleman and L. Yuying, "An Interior Trust Region Approach for Nonlinear Minimization Subject to Bounds-1.pdf," Siam J. Optim., vol. 6, no. 2, p. 28, 1996.
14. T. F. Coleman and L. Yuying, "On the Convergence of Interior-Reflective Newton Methods for Nonlinear Minimization Subject to Bounds," Math. Program., vol. 67, no. 2, p. 36, 1994.
15. V. Moreau, C. Declercq, J.F. Jamoye, and A. Z. Marchi, "Free-Form Diffraction Grating for Hyperspectral Imager," 4S Symposium 2014, Liège, pp. 1-9, 2014.

Annexe 3

NEW DESIGN AND MODELIZATION OF A CONVEX GRATING FOR AN HYPERSPECTRAL IMAGER OF THE CHANDRAYAAN 2 INSTRUMENT FOR THE MOON PROBE IN THE INFRARED

Bernard Sabushimike^{1*}, Georges Horugavye¹, Serge Habraken¹, Jean François Jamoye², Vincent Moreau²

¹Holography and Optical laboratory (HOLOLAB), University of Liège, Belgium

² AMOS, Liège Science Park, 2 Rue des Chasseurs Ardennais, B-4031 ANGLEUR, Belgium, bsabushimike@doct.ulg.ac.be, ghorugavye@doct.ulg.ac.be, shabraken@uliege.be, jfj@amos.be, vincent.moreau@amos.be

Received : 08 November 2019 ; Accepted : 28 November 2019 ; Published : 31 December 2019

Abstract : For hyperspectral imaging, diffraction gratings based spectrometers exhibit high spectral resolution and optical performance. Among those spectrometers, the Offner type (which consists of an entrance slit, two concave mirrors and convex grating) offers a lot of advantages. In this paper, we propose the design and modelization of a convex grating which covers a spectral band ranging from 0.7 μm to 5 μm with a minimum diffraction efficiency of 20% at 800 nm, 50% at 3000 nm and 25% at 5000 nm. For a so wide band, a grating with a single blaze cannot satisfy these requirements. We will therefore propose an approach of multi-blaze grating which is subdivided into different sections each with its own blaze angle. On April 30, 2016 we published a similar article in your journal and the optimization process resulted in a grating design of 9 blaze wavelengths. We have continued to work on this and currently we propose a better optimization method which allows to obtain the same results but only with 3 blaze wavelengths. Meanwhile, we perform the diffraction efficiency prediction using the scalar and rigorous theories to prove the compliance of this design with the technical specifications. The rigorous theory will also allow us to study the polarization sensitivity of this grating and the calculation of the diffraction efficiency of a grating with a profile degraded by manufacturing errors to assess the impact on the diffraction efficiency and the sensitivity to polarization.

Keywords -Offner spectrometer, grating, blazing, multi-blaze grating

I. INTRODUCTION

Hyperspectral remote sensing has been defined as “the field of study associated with extracting information about an object without coming into physical contact with it”[1]. It combines two sensing modalities : imaging and spectrometry. An imaging system captures a picture of a remote scene related to the spatial distribution of the power of reflected and/or emitted electromagnetic radiation integrated over some spectral band. On the other hand, spectrometry measures the variation in power with the wavelength or frequency of light, capturing information

related to the chemical composition of the materials measured[2]. Our study focuses on this second part proposing an optimization method of a convex grating for the hyperspectral imager spectrometer of the Chandrayaan 2[3] instrument which covers a spectral range from $0.7 \mu\text{m}$ to $5 \mu\text{m}$ with diffraction efficiency described in section V. In this manuscript, we return to the previous version of the article already published[4] to apply a new optimization method for a multi-blaze grating. For spectrometry, an optical system with convex grating in Offner configuration demonstrates a high performance with a compact volume.

II. CONVEX GRATING SPECTROMETER IN OFFNER CONFIGURATION

An Offner grating spectrometer design requires the use of convex blazed grating that can be produced by ruling or diamond turning. It consists of a slit, two concave mirrors and a diffraction convex grating between them. Because of the asymmetry introduced by grating diffraction, a split-Offner design is employed, where orientation of the two mirrors is slightly asymmetric. This configuration offers a larger field of view and lower aberrations. These spectrometers have a concentric structure and thus a compact design. They operate with a relatively low F-number ($f/2$), accept a long slit while maintaining a compact size, and need only three optical surfaces. The use of this design has resulted in imaging spectrometers with extremely low values of spatial-spectral distortion[5]. Most land observation hyperspectral instruments are based on Offner configuration. This is the case of the Hyperion instrument on board EO-1 NASA platform or HypsIR[6], but also for the imaging spectrometer for planetary mineralogy[7], ENMAP[8], CHRIS (on board proba-1)[9].

The present instrument (Chandrayaan 2) consists of a four optics telescope, slit, spectrometer, order sorting filter and detector. The instrument design is presented at figure 1.

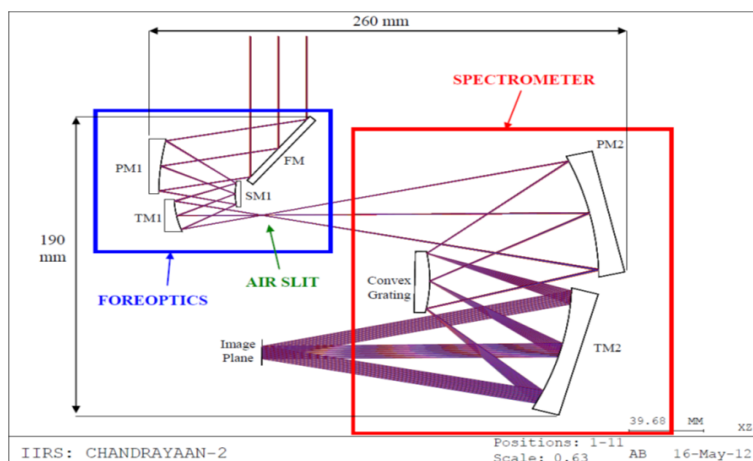


Figure 1 : Chandrayaan 2 hyperspectral Instrument (AMOS)

III. DIFFRACTION GRATING EQUATION

When a diffraction grating is illuminated with a beam of monochromatic light, the diffrac-

tion orders, in reflection and/or in transmission, are governed by the so-called equation of the diffraction gratings represented by the equation (1). This manuscript will focus on reflective gratings. For grating period Λ , the incident beam of a wavelength λ illuminating the grating with an angle of incidence θ_i with respect to the normal at the incidence point on the grating, will be diffracted in discrete diffraction orders m (m is a relative integer) with an angle θ_d given by :

$$\Lambda(\sin\theta_i + \sin\theta_d) = m\lambda \quad (1)$$

This equation is valid in reflection and transmission provided that the diffraction angle is positively counted if it is located on the same side as the angle of incidence with respect to the normal and negatively otherwise[10].

IV. GRATING DESCRIPTION

The grating description is summarized in the table 1.

Table 1 : Grating specifications related to Chandrayaan 2 mission [3]

Surface profile	Convex spherical
Clear aperture	>37 mm
Radius curvature	88.4 ± 0.05 mm
Material	Optical grade aluminium
Coating	Gold
Groove density	20 grooves/mm
Incidence angle of the central field	27.12 degrees
spectral band	700 nm - 5000nm
ordre de diffraction	+1

V. DESIGN AND MODELIZATION OF THE CONVEX GRATING

A. INTRODUCTION

The grating specifications require a period of $50 \mu\text{m}$ with a spectral range of operation from 0.7 to $5 \mu\text{m}$. Based on a preliminary study, we understand the challenge due to the wide spectral bandwidth. As a consequence, a multi-blaze grating is predicted as the only viable solution. The choice of blaze angles and the configuration are dictated by the required diffraction efficiency defined by figure 2. As far as modelling of surface-relief metallic gratings is concerned, an efficient tool is the PCGrate software based on a rigorous integral method of solving the electromagnetic problem[11]. Blazed gratings with TE and TM polarization on flat or non-flat substrate can be modeled and optimized. The diffraction efficiency over the diffraction orders is fully characterized. Numerical instabilities can arise, especially with large period as we find in this case. For that reason, a simpler more intuitive approach is also possible since the grating

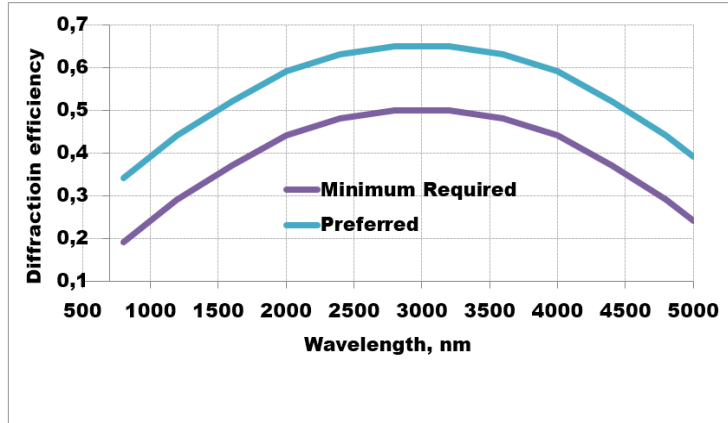


Figure 2 : Reference curves of the diffraction efficiency

period is large, compared to the wavelength : the “scalar theory” approach is another useful tool. Both tools will be used and compared to enhance the trust level of simulations. However, only the rigorous theory will give information about the polarization sensitivity of the grating. This paper will focus on the optimization of the Chandrayaan 2 diffraction grating. The goal is to fulfill the requirements, especially the spectral behavior of the diffraction efficiency and the polarization sensitivity. The proposed method consists in defining a “multi-blazed profile” and we will use both scalar and rigorous theories.

B. Scalar theory

The scalar theory is very convenient. It is a theory that ignores the vectorial aspect of light but provides results comparable with those obtained with rigorous theories under specific conditions while being less time consuming and easier to implement. Moreover, the scalar theory allows for an easier approach to optimize diffraction gratings, while rigorous theories sound more like tools to check the diffraction characteristics for the gratings designed. The scalar theory is a powerful tool to deal with high period to wavelength ratio grating. Scalar theory is known to be accurate if [12], [13]

$$\frac{\Lambda}{\lambda} \geq 10 \quad (2)$$

Where Λ is the grating period and λ is the wavelength. For the Chandrayaan 2 hyperspectral imaging spectrometer, the wavelength range extents from 0.7 to $5\mu\text{m}$ for a grating period of $50\mu\text{m}$. Even the worst case $\left(\frac{50\mu\text{m}}{5\mu\text{m}}\right)$ responds to the scalar theory criterion. This means that Fourier theory can be used. However, this model does not take into account the polarization state. The scalar diffraction efficiency for reflective gratings assuming a perfect reflective coating is given by[14] :

$$\eta_{dif} = \text{sinc}^2 \left(\frac{2h}{\lambda} - k \right) \quad (3)$$

Where k is the diffraction order and h is the grating thickness directly linked to the blazed wavelength :

$$\lambda_b = \frac{2h}{\lambda} \quad (4)$$

Therefore, for one given thickness when $\lambda = \lambda_b$, the grating achieves 100% diffraction efficiency at the diffraction order k . The diffraction efficiency will be zero for every other diffraction orders. Combining equations 3 and 4, the diffraction efficiency for the first order ($k = +1$) of diffraction becomes :

$$\eta_{dif} = \text{sinc}^2 \left(\frac{\lambda_b}{\lambda} - 1 \right) \quad (5)$$

C. Rigorous theory : PCGrate software

Our rigorous analysis tool allows calculating the diffraction efficiency of gratings on plane, spherical, cylindrical and aspherical surfaces. PCGrate uses an accurate boundary integral equation method, with some optimization parameters, which is described with numerous references directly on the website of PCGrate[15].

D. Optimization of the grating profile

The optimization of the grating profiles depend on the technical characteristics of the grating, namely, the requirements in terms of diffraction efficiency, spectral bandwidth, optimization order, etc. In addition to the classical single-blaze grating, we present a multi-blaze grating approach.

1. Single-blaze grating

A single-blaze grating is a mono angle blazed grating and therefore with a uniform profile over its entire surface. The optimization of this grating is very simple and is done using the diffraction gratings equation (1). Figure 3 shows an example of single-blaze grating where Λ , θ , and h are, respectively, period, blaze angle, and groove depth. Once the optimization is complete, that is to say, when all the grating parameters are known, the calculation of the grating diffraction efficiency is done by the scalar and/or rigorous theories.

3. Multiblaze grating

In 1998, Mouroulis et al. proposed a grating design based on multiblaze profiles[16]. Such a design aims to meet the requirements of the grating in terms of diffraction efficiency, which a single blaze cannot satisfy, over a well-defined spectral band. Figure 4 shows an example of

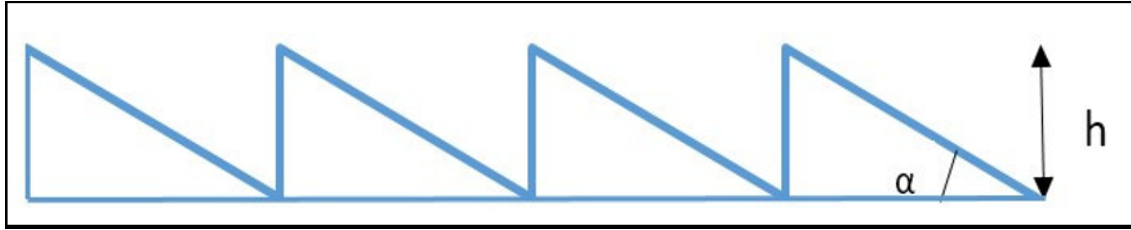


Figure 2 : Example of a single-blaze grating.

multi-blaze grating. The number of blaze wavelengths and their values depend on the grating technical specifications. The goal of this paper is to propose an optimization method that allows one to find the number of blaze wavelengths of the grating, their values and their weights to meet the diffraction efficiency requirements. The proposed method will use the diffractive scalar theory to calculate the grating diffraction efficiency and others optimization tools.



Figure 4 : Example of multi-blaze grating. The period remains constant. The blaze angle is variable and the groove depth is adapted.

The multiblaze gratings can be defined over a period [13], [17], [18], [19] but in our case, the hybrid grating profile might be built as an ensemble of sub-gratings (sections) each with its blaze angle at fix period and fix draft angle ? (often assumed as zero). It means that the groove depth h is increasing when the blazing angle ? increases as shown on figure 5.

E. Optimization tools

1. Function fsolve

We are going to apply a new method[20] to optimize a multi-blaze grating based on the fsolve function of which we present a summary in the following lines. The function fsolve[21] is a MATLAB optimization tool and is used to solve a system of nonlinear equations :

$$x=fsolve(@functionname,x0,options) \quad (6)$$

Input arguments

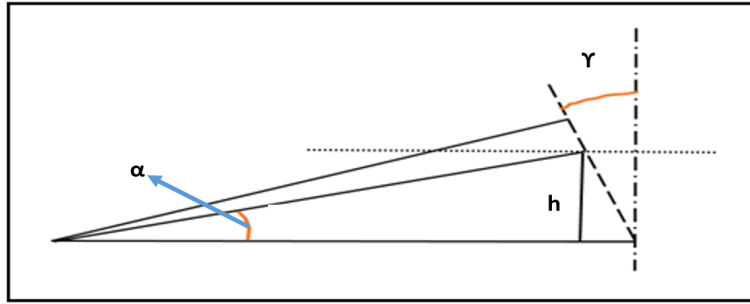


Figure 5 : Influence de l'angle de blaze γ sur la profondeur des sillons avec un draft angle α

The first argument `functionname` is the name of the system of nonlinear equations to solve. `Functionname` is a function that accepts a vector x and returns a vector F , the nonlinear equations evaluated at x . The `functionname` can be specified as an M-file function. It is a MATLAB function such that `functionname` has to match the file name. A function file is not executable by itself ; it can only be called in other commands. It is defined by the following equation :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{Function\ F}=\mathbf{functionname}(x) \\ \mathbf{F}=\mathbf{Expression\ of\ the\ system} \end{array} \right. \quad (7)$$

The second argument `x0` is the arbitrary initial vector for x . It is a vector whose components are wavelengths and their weights. The number of those components is equal to the number of unknowns to be determined. The third argument `options` is the options structure created with the `optimoptions` tool. `Optimoptions` allows to create or edit optimization options structure : `Options = optimoptions ('param1', value1,'param2', value2,...)` creates an optimization option structure called `options`, in which the specified options (`param`) have specified values. `fsolve` uses large scale and medium scale algorithms. Some options apply to both algorithms, some are only relevant when using the large-scale algorithm, and others are only relevant when using the medium-scale algorithm. In this manuscript, the options structure will allow to define the algorithm that the `fsolve` function uses to solve the system of nonlinear equations and give the desired blaze wavelengths.

2. Algorithms

By default `fsolve` chooses the medium-scale algorithm based on the nonlinear least-squares algorithms and uses the trust-region dogleg method[22]. This method is an iterative procedures in which the objective function is represented by a quadratic model inside a suitable neighborhood (the trust region) of the current iterate, as implied by the Taylor series expansion. This method can only be used when the system of equations is square, i.e., the number of equations equals the number of unknowns. The medium-scale algorithm uses two other methods for which

the system of equations need not be square :

1. The Gauss-Newton method is a method for minimizing a sum-of-squares objective function. It presumes that the objective function is approximately quadratic in the parameters near the optimal solution[22].
2. The Levenberg-Marquardt method is a standard technique for solving nonlinear least squares problems. This method is a combination of two methods : the gradient descent method and the Gauss-Newton method[23].

The second algorithm used by the function `fsolve` is the large-scale algorithm which is a subspace trust-region method and is based on the interior-reflective Newton method[24],[25]. The `LargeScale` option specifies a preference for which algorithm to use. It is only a preference because certain conditions must be met to use the large-scale algorithm. For this algorithm, the nonlinear system of equations cannot be underdetermined ; that is, the number of equations (the number of elements of `F` returned by `functionname`) must be at least as many as the number of unknowns or else the medium-scale algorithm is used.

In this manuscript, the system of nonlinear equations used to determine the blaze wavelengths is not necessary square and also each equation of the system is not quadratic. Then, the most appropriate method to solve this system is the Levenberg-Marquardt algorithm. This algorithm is suitable even if the system may not have a zero. The algorithm still returns a point where the residual is small. The idea is to construct systems of m (constant) equations with n variables, n varying from 1 (mono-blaze) to N . Here N represents the minimum number of blaze wavelengths and their weights that will result from the optimization.

F. Determination of the best grating configuration by the optimization method of the previous section

We will first determine some values of diffraction efficiency η on the desired reference curve in the figure 6. The objective is to have a grating configuration with a diffraction efficiency curve that can fitter the desired efficiency curve.

1. $\eta(\lambda = 700nm) = 0.31$
2. $\eta(\lambda = 1100nm) = 0.42$
3. $\eta(\lambda = 1500nm) = 0.50$
4. $\eta(\lambda = 2000nm) = 0.59$
5. $\eta(\lambda = 2500nm) = 0.64$
6. $\eta(\lambda = 3000nm) = 0.655$
7. $\eta(\lambda = 3500nm) = 0.64$
8. $\eta(\lambda = 4000nm) = 0.59$
9. $\eta(\lambda = 4500nm) = 0.50$
10. $\eta(\lambda = 5000nm) = 0.39$

The figure 6 shows the reference curves and the values selected on the desired curve. These values will be used to define the systems of equations to be used to determine blaze wavelengths, their values and their weights. Ten diffraction efficiency values are defined, which means that the systems will have 10 equations each with n variables, n varying from $n = 1$ (mono-blaze grating) to $n = N$ (multi-blaze grating), N being the minimum number of blaze wavelengths and their weights that will result from the optimization process. The ten values of diffraction efficiency selected are represented by the ten red dots in Figure 6.

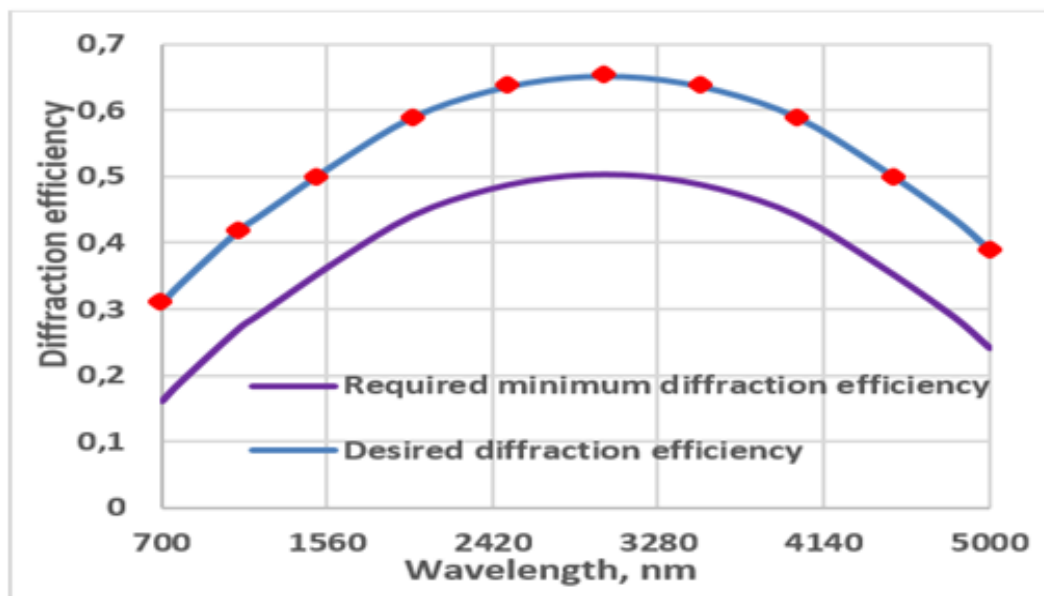


Figure 6 : : Required diffraction efficiency for the convex grating with the ten values selected on the curve that will be used to determine blaze wavelengths.

1. Mono-blaze solution

Even if we know that a grating optimized at a single blaze wavelength is not suitable for this problem, for reason of methodology we begin to look for the best mono-blaze solution to this problem. The function F which defines the system of nonlinear equations for $N = 1$ (mono-blaze grating) is given by the the *systeme1bis*. In this system, each equation of the system defines the value of the diffraction efficiency required for a given wavelength using scalar diffraction theory. $x(1)$ represents the blaze wavelength to determine for the mono-blaze grating. Does this blaze wavelength exist to meet the requirements of the grating? We intuitively know that the answer is no. This system must be solved using the Levenberg-Marquardt algorithm. It is a numerical analysis algorithm used to solve a system of nonlinear problems. Currently, this method is implemented in Matlab by the `fsolve` function whose syntax is given by the equation (8) and the rest is explained with the MatLab routine as an illustration of the principle. The mathematical developments of this algorithm are detailed in the articles cited in reference for interested readers.

```

function F=systemelbis(x)
F=[ (sin(pi*(x(1)/700)-1))/(pi*(x(1)/700)-1))^2-(0.31+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/1100)-1))/(pi*(x(1)/1100)-1))^2-(0.42+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/1500)-1))/(pi*(x(1)/1500)-1))^2-(0.50+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/2000)-1))/(pi*(x(1)/2000)-1))^2-(0.59+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/2500)-1))/(pi*(x(1)/2500)-1))^2-(0.64+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/3000)-1))/(pi*(x(1)/3000)-1))^2-(0.655+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/3500)-1))/(pi*(x(1)/3500)-1))^2-(0.64+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/4000)-1))/(pi*(x(1)/4000)-1))^2-(0.59+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/4500)-1))/(pi*(x(1)/4500)-1))^2-(0.50+x(2));
    (sin(pi*(x(1)/5000)-1))/(pi*(x(1)/5000)-1))^2-(0.39+x(2));
x(2)>0;
x(2)<=0.345];

```

$$\begin{cases} x_0 = p; \\ options = optimoptions(@fsolve,'Algorithm', \\ 'Levenberg - marquardt'); \\ x = fsolve(@systeme1,x_0,options) \end{cases} \quad (8)$$

In this code, x_0 is the arbitrary initial vector with only one component p because there is one blaze wavelength (one variable) to be determined. The options are defined by the "optimoptions" tool which has in this case two arguments : the first indicates the solver used, the second and the third its method (Levenberg-Marquardt). Finally, the function "fsolve" gives the solution of the system. It has three arguments : the first one is a function handle (@ plus the name of the file corresponding to the system) which is a Matlab value that provides a means of calling a function indirectly, the second argument corresponds to the initial vector and the third calls the defined options. For this system, the best estimate of the solution of the system by equation (8) gives a blaze wavelength of 2277 nm for any initial vector X_0 . This estimate is certainly not a root of the system, but gives a blaze wavelength that produces a diffraction efficiency as close as possible to that required for a mono-blaze grating.

Profile construction

Using the rigorous theory, we simulated the grating performance with respect to the grating profile, starting from the ideal triangular blaze profile. We know that tooling can produce manufacturing defects. We consider a profile whose top is flattened on $5 \mu\text{m}$ and the bottom of the grooves rounded with a radius of curvature of $5 (10) \mu\text{m}$ on the last 3 (5) microns for the grooves less (more) rounded.

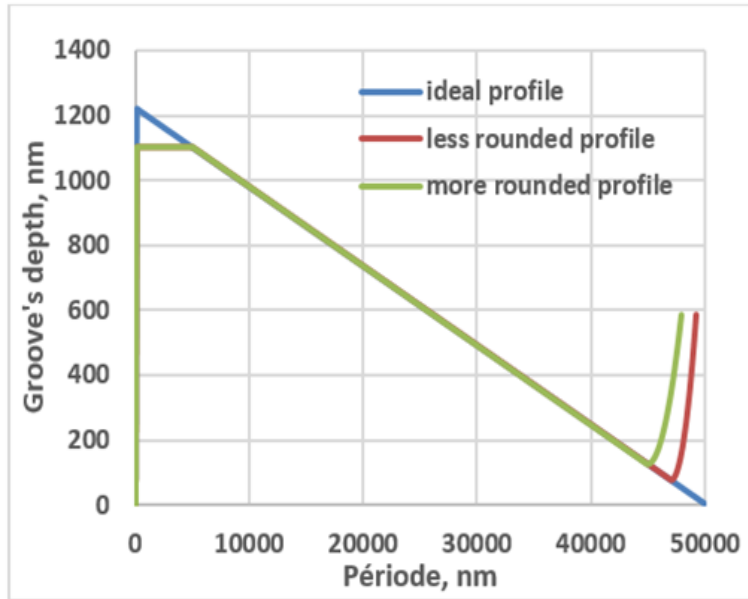


Figure 7 : Ideal and rounded profiles used in simulations for a blaze wavelength of 2277 nm (the axes are not at the same scale).

The diffraction efficiency of the mono-blaze grating with this blaze wavelength calculated using the scalar theory is given by Figure 8. The area below the desired diffraction efficiency

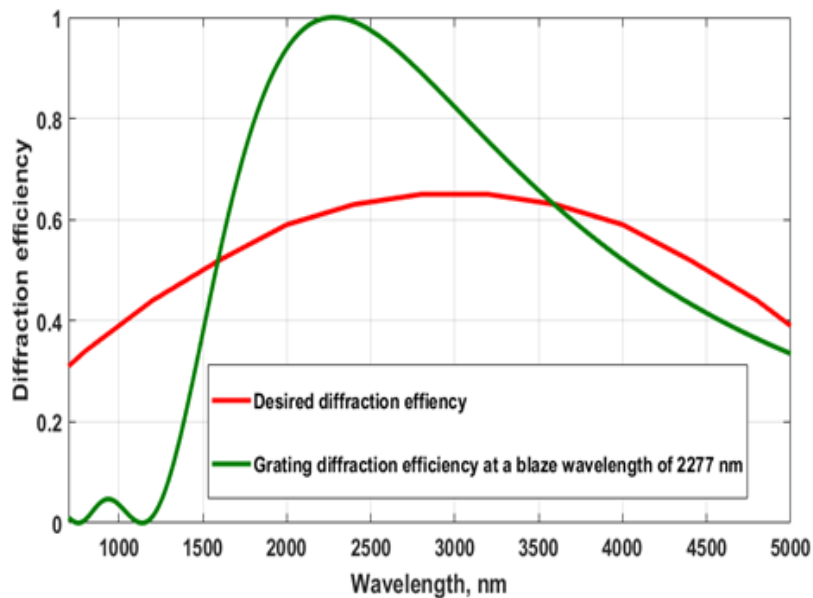


Figure 8 : First-order diffraction efficiency, for an optimized grating at single-blaze wavelength of 2277 nm, obtained by scalar theory using the ideal profile.

curve is 2360 AU (arbitrary unit). This surface will remain unchanged during the process of optimization of this problem. The simulation curve of the mono-blaze grating is lower than the desired curve on 55% of the spectral band. This represents a surface deficit of 366 AU in this band, which corresponds to a relative difference deficit of 15.51%. On the other hand, the simulation curve is greater than the one desired for the remaining 45% of the spectral band with a surface surplus of 448 AU, which represents a surplus in relative difference of 18.98%. These surfaces are determined using the trapezoidal method. The goal is to have a 100% curve in line with the desired reference curve. This means that the area between the desired curve and the one resulting from the optimization process must be as close as possible to zero without any deficit and surplus over the entire spectral band. Table 2 summarizes the position of the simulation curve compared to that of reference.

Table 2 : Blaze wavelength and position of the simulation curve with respect to that reference according to the x0 component for N = 1.

Component of x0	Blaze wavelength	Position of the simulation curve with respect to the desired curve		
		conformity on the spectral band	Relative difference deficit on 55% of the spectral band	Relative difference surplus on 45% of the spectral band
900 nm	2277 nm	no conform	15.51%	18.98%

This solution does not meet the requirements of diffraction efficiency of the grating over the entire spectral band because the simulation curve is too far from the reference curve in the spectral band. The mono-blaze grating is not suitable for this case. Even if this mono-blaze solution is not suitable for this problem, let us compare the spectral behavior of computed diffraction efficiency with the scalar and rigorous theories at a blaze wavelength of 2277 nm. Figure 8 describes performance against an ideal profile for scalar theory, while Figure 9 shows the unpolarized diffraction efficiencies given by the rigorous theory for a grating in perfect reflection with the ideal and realistic profiles built on figures 7. As can be seen in Figures 8 and 9, the results of the scalar theory is similar to that of the rigorous theory for the ideal profile. If we compare the ideal and realistic profiles (Figure 9), the maximum diffraction efficiency has decreased by 16% from the ideal profile to the more rounded profile, with a slight shift at low wavelengths and decreases by 9% with shifting to low wavelengths going from the ideal profile to the less rounded profile. These impacts on diffraction efficiency are not negligible and must be taken into consideration by the manufacturers of the diffraction gratings. We will return to the impact of these realistic profiles on diffraction efficiency and polarization sensitivity with the best multi-blaze solution for this problem.

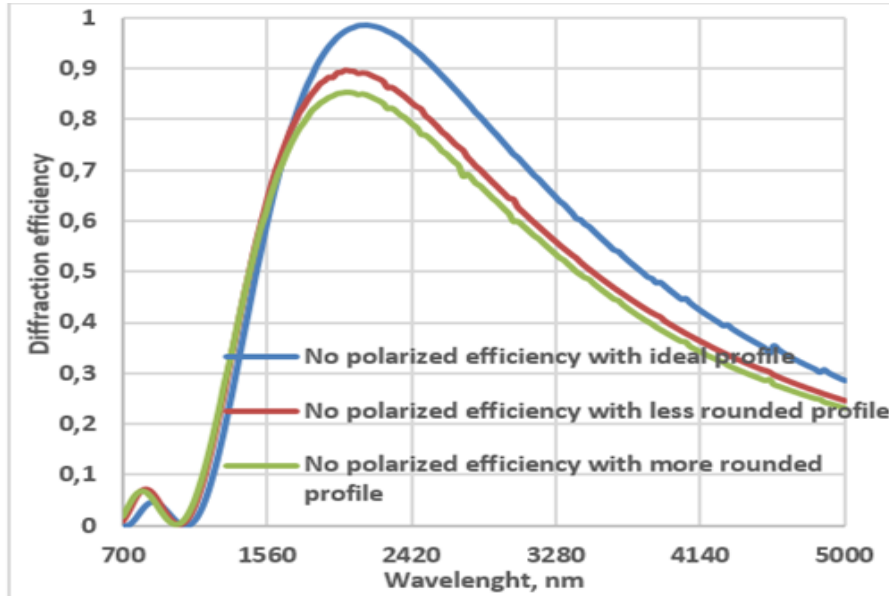


Figure 9 : First order unpolarized diffraction efficiencies for a perfect reflection grating with a single blaze 2277 nm, based on rigorous theory using ideal and realistic profiles.

2. Solution with dual blaze wavelengths

Based on the above results, a single wavelength blaze grating cannot meet the requirements of the grating in terms of diffraction efficiency. In this section, we investigate whether a double blaze wavelength grating can be sufficient to meet the requirements for diffraction efficiency. The system defined by the function F will be a system with four variables : two blaze wavelengths $x(1)$ and $x(2)$ and their weight $x(3)$ and $x(4)$, that is to say their contributions to the diffraction efficiency of the grating. This Function is named "système2bis". The solution will be valid if each weight is positive and the sum of the weights is equal to 1. In practice, the weighting factor will correspond to a proportional surface area of the complete grating. In this system, four variables are to be determined using the Levenberg-Marquardt algorithm, as described in Equation (8), and the initial vector x_0 will have four components. For any initial vector x_0 , the system admits a single solution (1541 ; 3160 ; 0.5 ; 0.5) that is to say two blaze wavelengths 1541 nm and 3160 nm as well as their weight 0.5 each. The diffraction efficiency of the grating corresponding to these two blaze wavelengths calculated using scalar theory is given in Figure 10 in comparison with the desired diffraction efficiency. The simulation curve of the dual-blaze grating is lower than the desired curve on 61.63% of the spectral band. This represents a surface deficit of 159 AU, which corresponds to a relative difference deficit of 6.73%. Also the simulation curve is higher than the desired reference curve on 38.37% with a superficial surplus of 93 AU, which corresponds to a relative difference surplus of 3.94%. The simulation curve corresponding to the dual-blaze grating is not consistent with the reference curve as shown in Figure 10, which means that the problem cannot be solved by this grating.

```

function F=systeme2bis(x)
F=[ ((sin(pi*(x(1)/700)-1))/(pi*(x(1)/700)-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/700)-1))/(pi*(x(2)/700)-1))^2*x(4)-(0.31+x(5));
((sin(pi*(x(1)/1100)-1))/(pi*(x(1)/1100)-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/1100)-1))/(pi*(x(2)/1100)-1))^2*x(4)-(0.42+x(5));
((sin(pi*(x(1)/1500)-1))/(pi*(x(1)/1500)-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/1500)-1))/(pi*(x(2)/1500)-1))^2*x(4)-(0.50+x(5));
((sin(pi*(x(1)/2000)-1))/(pi*(x(1)/2000)-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/2000)-1))/(pi*(x(2)/2000)-1))^2*x(4)-(0.59+x(5));
((sin(pi*(x(1)/2500)-1))/(pi*(x(1)/2500)-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/2500)-1))/(pi*(x(2)/2500)-1))^2*x(4)-(0.64+x(5));
((sin(pi*(x(1)/3000)-1))/(pi*(x(1)/3000)-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/3000)-1))/(pi*(x(2)/3000)-1))^2*x(4)-(0.655+x(5));
((sin(pi*(x(1)/3500)-1))/(pi*(x(1)/3500)-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/3500)-1))/(pi*(x(2)/3500)-1))^2*x(4)-(0.64+x(5));
((sin(pi*(x(1)/4000)-1))/(pi*(x(1)/4000)-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/4000)-1))/(pi*(x(2)/4000)-1))^2*x(4)-(0.59+x(5));
((sin(pi*(x(1)/4500)-1))/(pi*(x(1)/4500)-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/4500)-1))/(pi*(x(2)/4500)-1))^2*x(4)-(0.50+x(5));
((sin(pi*(x(1)/5000)-1))/(pi*(x(1)/5000)-1))^2*x(3)+((sin(pi*(x(2)/5000)-1))/(pi*(x(2)/5000)-1))^2*x(4)-(0.39+x(5));
abs(x(3))-x(3);
abs(x(4))-x(3);
x(5)>0;
x(5)<=0.345;
(x(3)+x(4))-1];

```

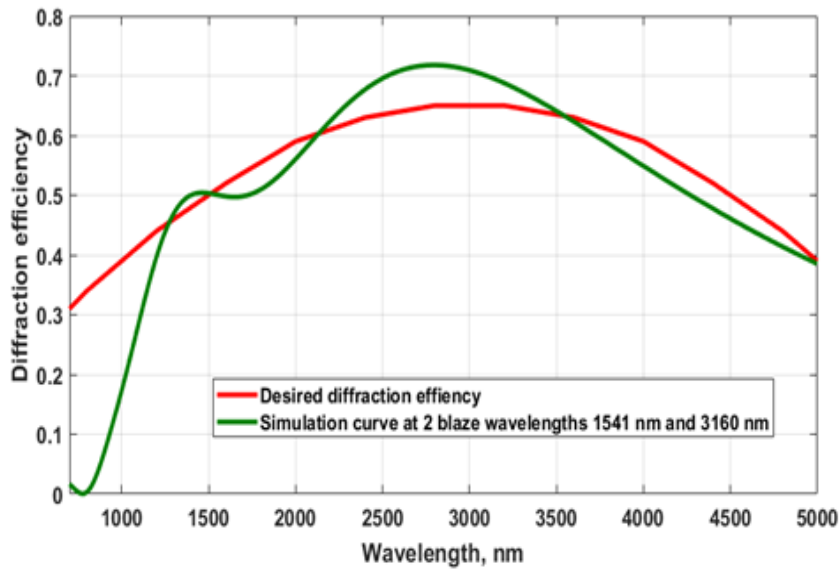


Figure 10 : First order diffraction efficiency for an optimized grating at 2 blaze wavelength 1541 nm and 3160 nm obtained by scalar theory using the ideal profile.

3. Grating solution with three blaze wavelengths

The previous results show that a two blaze solution is not suitable for this problem. We will build a system of equations similar to the one built in the previous subsection. Since we have three blaze wavelengths to determine and their weights, the system will have six unknowns, namely three blaze wavelengths $x(1)$, $x(2)$, $x(3)$ and their respective weights $x(4)$, $x(5)$ and $x(6)$. The solutions will be valid if the weights are positive and their sum equal to one. As for other cases, the system is solved using Equation (8). The initial vector x_0 will have six components

as the system has six unknowns. For any initial vector x_0 , the system admits a unique solution, for example for $x_0 = [800 ; 900 ; 1000 ; 0.2 ; 0.3 ; 0.4]$, the system has for solution $x = [996 ; 2179 ; 3397, 0.34, 0.33, 0.33]$ that is to say three blaze wavelengths 996 nm, 2179 nm and 3397 nm and their respective weights 0.34, 0.33 and 0.33. The diffraction efficiency of a grating optimized at these three blaze wavelengths and computed by scalar theory is given in Figure 11 in comparison with the two reference curves.

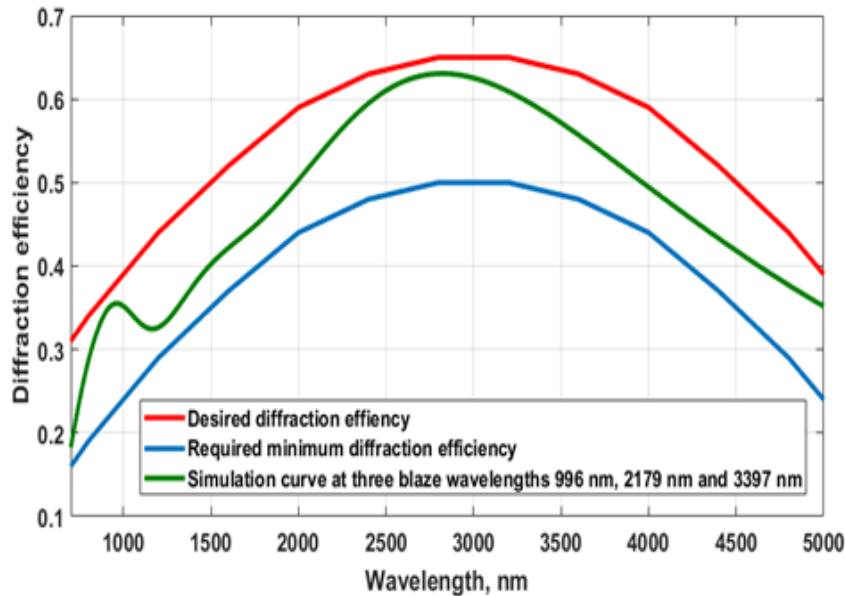


Figure 11 : First order diffraction efficiency for an optimized grating at blaze wavelengths of 996 nm, 2179 nm and 3397 nm, obtained by scalar theory using the ideal profile and compared to the reference curves.

Figure 11 shows that the simulation curve of the optimized grating at three blaze wavelengths of 996 nm, 2179 nm and 3397 nm is not consistent with the desired curve but is well within the range of required diffraction efficiency. The simulation curve is below the desired curve with a surface deficit of 287 AU, which represents a relative difference deficit of 12.16%. The simulation curve is above the required minimum curve with a surplus of 358 AU which represents a relative difference surplus of 20.87%. Even if the solution is acceptable to the extent that the simulation curve is between the two reference curves, let's see if a solution at four blaze wavelengths can improve the results.

4. Grating solution at four blaze wavelengths

The previous result is consistent. With only three blazes, the simulation curve is well above the required minimum curve (20.87% surplus in relative difference) but slightly below the desired curve (12.16% deficit in relative difference). As in the previous cases, the system to be solved will have 8 variables : four blaze wavelengths $x(1)$, $x(2)$, $x(3)$ and $x(4)$ and their respective

weights $x(5)$, $x(6)$, $x(7)$ and $x(8)$. Therefore, the initial vector x_0 will have 8 components. The solution is valid if the weights are positive and their sum equal to one. For any initial vector x_0 , the solution of the system is $x = [921 ; 1669 ; 2607 ; 3563 ; 0.25, 0.25, 0.25, 0.25]$. These are the four blaze wavelengths 921 nm, 1669 nm ; 2607 nm and 3583 nm and their identical weight 0.25. The diffraction efficiency of an optimized grating at these four blaze wavelengths is given in Figure 12 in comparison with the reference curves.

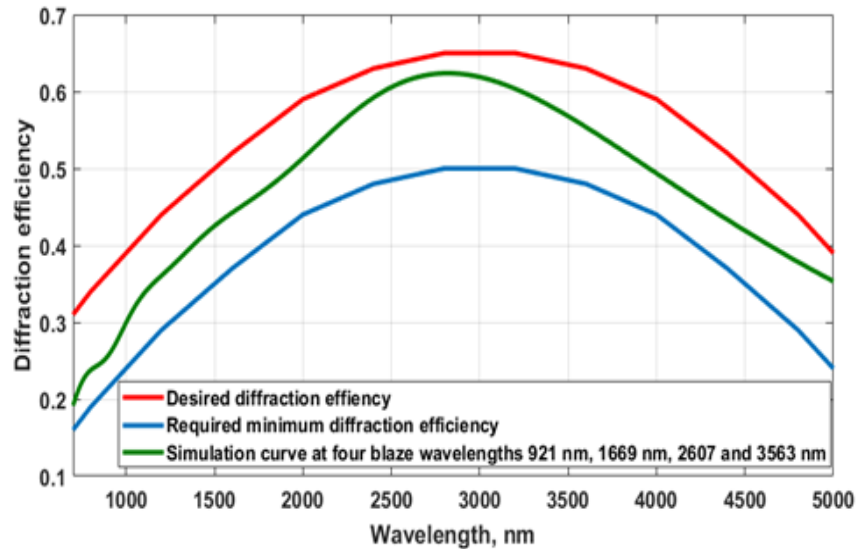


Figure 12 : First-order diffraction efficiency for an optimized grating at four blaze wavelengths of 921 nm, 1669 nm, 2607 nm and 3563 nm, obtained by scalar theory using the ideal profile and compared to the reference curves.

The simulation curve is below the desired curve with a surface deficit of 291 AU, which represents a relative difference deficit of 12.33%. The simulation curve is above the required minimum curve with a surface surplus of 354 AU which represents a relative difference surplus of 20.65%. If we compare this solution to the solution with three blaze wavelengths, there is no improvement over the previous solution.

5. Grating solution at five blaze wavelengths

The previous results show that we do not have a simulation curve in agreement with the desired curve, so we see now if a solution with five blaze wavelengths can solve this problem. The system of equations will have 10 unknowns : the five blaze wavelengths and their respective weights. According to the initial vector used, the system admits two types of solution : a solution whose five blaze wavelengths are different and two solutions whose two blaze wavelengths are identical, which amounts to the solution with four blaze wavelengths and they are not better than the solution in the previous section. The only valid solution is $x = [903 ; 1573 ; 2328 ; 3022 ; 3673 ; 0.23 ; 0.22 ; 0.19 ; 0.18 ; 0.18]$ for an initial vector $x_0 = [900 ; 1250 ; 1600 ; 1950 ; 2300 ;$

0.1 ; 0.1 ; 0.2 0.3, 0.3] for example. The diffraction efficiency of a grating optimized at these five wavelengths is given in Figure 13 in comparison with the reference curves. The simulation

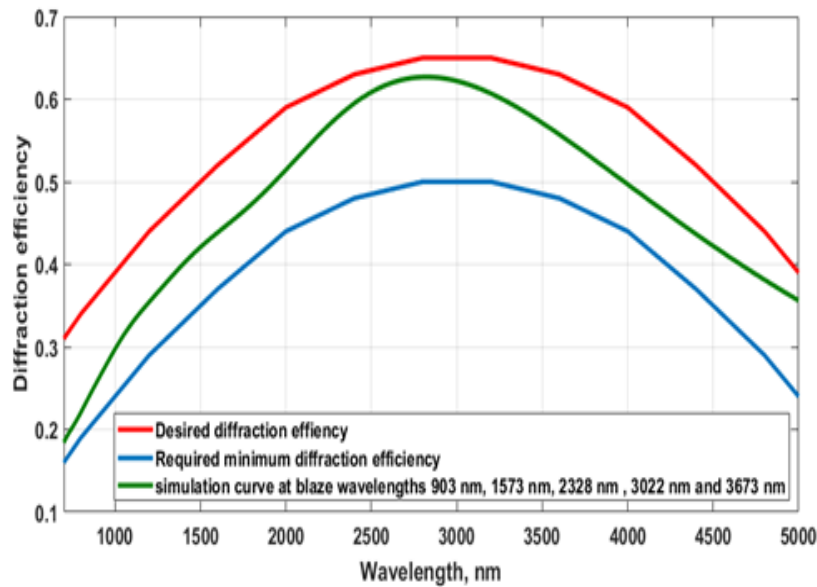


Figure 13 : First order diffraction efficiency for an optimized grating at five blaze wavelengths of 903 nm, 1573 nm, 2328 nm, 3022 nm and 3673 nm obtained by the scalar theory using the ideal profile and compared to the reference curves.

curve is below the desired curve with a surface deficit of 288 AU, which represents a relative difference deficit of 12.20%. The simulation curve is above the required minimum curve with a surplus of 357 AU which represents a relative difference surplus of 20.81%. This solution is better than the solution with four blaze wavelengths but the solution with three blazes remains the best in that its simulation curve is closer to the desired curve. The question that can be asked now is whether there is a solution capable of producing a curve in accordance with the desired curve. The answer is no because for $N = 6$, the solution of the system is such that each time one has two identical wavelengths which amounts to a solution with five blazes wavelengths that does not improve the results already found. It is the same for N greater than 6 : Each time the solution is such that we have five blaze wavelengths by equality of the blaze wavelengths found, two by two and / or even three.

6. CONCLUSION

From the previous results, there are three solutions in the range of diffraction efficiency desired namely solutions with three (3), four (4) and five (5) blaze wavelengths. The solution at three blaze wavelengths is better because its simulation curve is closer to the desired curve than to the other two. Indeed this solution has a 12.16% deficit in relative difference compared to the desired curve against 12.33% for 4 blaze wavelengths and 12.20% for 5 blaze wavelengths. In

addition, having a solution with few blaze wavelengths offers a non-negligible optical advantage. This is the solution for this problem.

G. Study of the impact of realistic profiles on diffraction efficiency and polarization sensitivity

1. Diffraction efficiency

We used scalar theory to determine the number of blaze wavelengths and their weights to obtain a grating with a diffraction efficiency corresponding to the reference curves. The preceding results show that the three-blaze wavelengths solution is the best. We will now use the rigorous theory represented by PCGrate software, the only tool capable of simulating realistic profiles, to study the impact of these profiles on diffraction efficiency and polarization sensitivity. We have constructed these realistic profiles, corresponding to the three blaze wavelengths of 996 nm, 2179 nm and 3397 nm, in the image of Figures 7. The diffraction efficiency of the grating with these ideal and realistic profiles is calculated using the rigorous theory represented by the PCGrate software. Figure 14 shows the diffraction efficiency of the grating optimized at these three wavelengths and computed by the rigorous theory using ideal profiles in comparison with the required minimum curve. There is a great similarity between the diffraction efficiency curve given by the scalar theory and the diffraction efficiency curves given by the rigorous theory especially that of the TM polarized light. After having constructed the profiles corresponding to

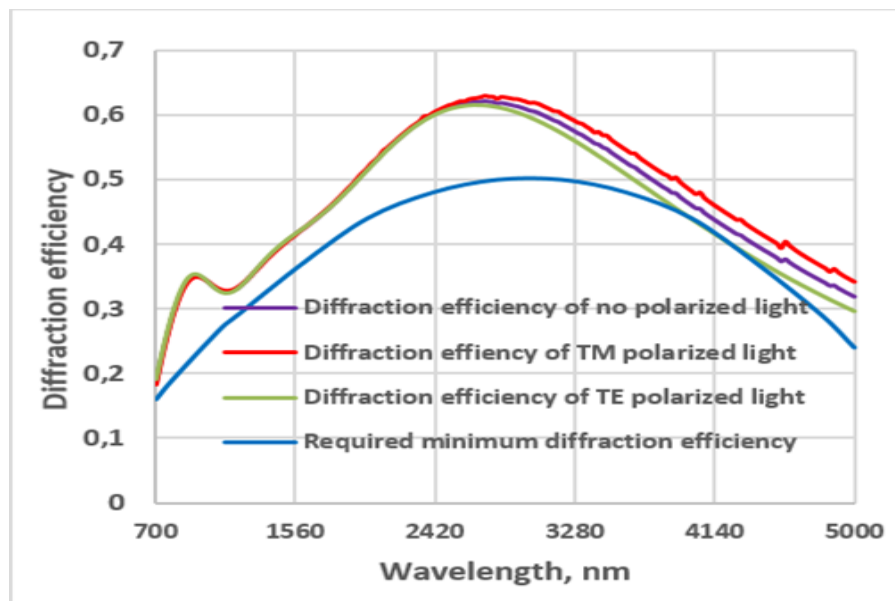


Figure 14 : First-order diffraction efficiency for an optimized grating at blaze wavelengths of 996 nm, 2179 nm and 3397 nm obtained by the rigorous theory PCGrate using the ideal profile with the parameters given in Table 1.

these blaze wavelengths as in figures 7, we have simulated these profiles by the rigorous theory

to see their impact on diffraction efficiency and polarization sensitivity. Figure 15 gives the diffraction efficiency with the less rounded profiles. The constant is that the maximum efficiency decreases with a small shift of the curves to the left which results in the decrease of the efficiency in the longest wavelengths and an increase in the smaller wavelengths. Physically this is due to the fact that the depth of the grooves and the period of the deformed profiles decrease slightly compared to the ideal profile. To confirm the rule, we will consider a more rounded profile to see the behavior of the diffraction efficiency curves. The diffraction efficiency of the grating with more rounded profiles is given by Figure 16.

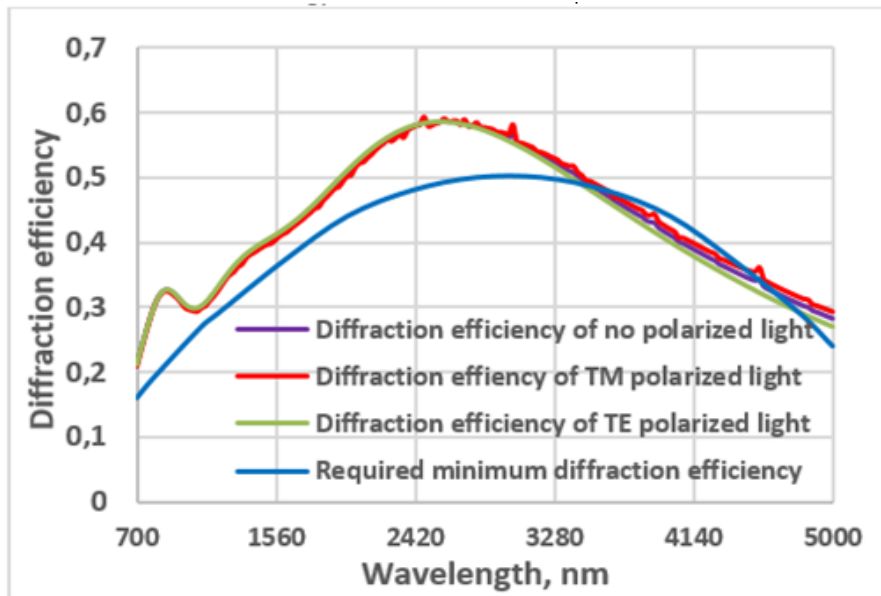


Figure 15 :First order diffraction efficiency for an optimized grating at blaze wavelengths of 996 nm, 2179 nm and 3397 nm obtained by the rigorous PCGrate theory using the less rounded profile with the parameters given in Table 1.

We note that the curves collapse without moving to the left. What is the difference between the two profiles given in Figure 7? They are flattened at the same level at the top but the difference resides in the rounded dimensions of the bottom of the grooves, the more rounded having a bottom rounded on a large radius which has an impact on the real period and depth of the grooves. The conclusion is that the flattened form moves the curves to the left while the rounded shape decrease the diffraction efficiency.

Conclusion

Comparing the ideal and realistic profiles, we note a decrease in efficiency of about 6% from the ideal profile to the more rounded profile. The cause of these changes is the decrease in height and the variation of the real period of the rounded profiles. These deformations therefore result in a decrease in the maximum efficiency of 6%. It is not insignificant and these deformations

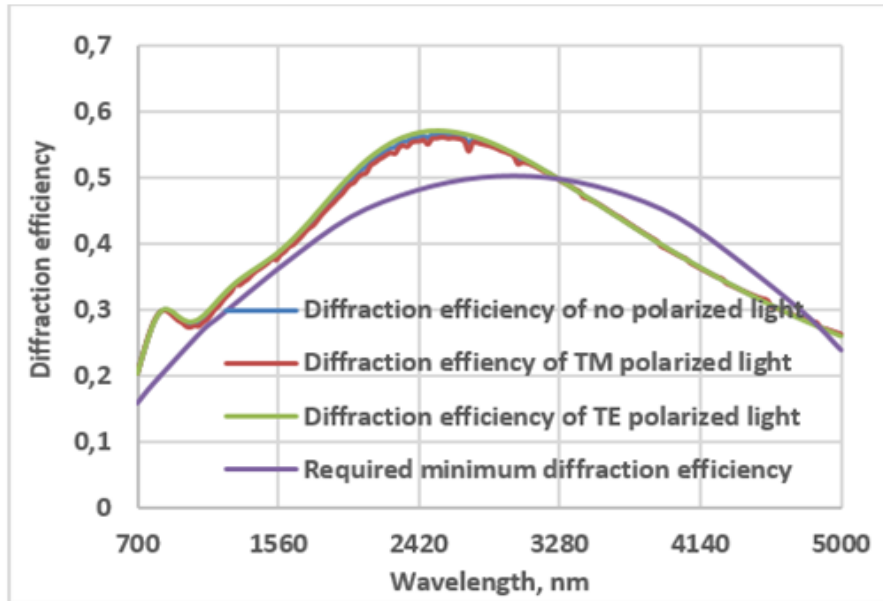


Figure 16 : First order diffraction efficiency for an optimized grating at blaze wavelengths of 996 nm, 2179 nm and 3397 nm obtained by the rigorous theory PCGrate using the more rounded profile with the parameters given in Table 1..

have to be considered by the manufacturers of grating.

2. Polarization sensitivity

An important drawback when using grating as dispersive element is the relatively large polarization sensitivity i.e. the diffraction efficiency is different for TM and TE polarization. This difference depends on the incidence angle, wavelength and spatial frequency of the grating. The polarization sensitivity of the grating can be studied with the rigorous theory. The equation 9 calculates that dependency as the contrast or degree of polarization :

$$\frac{\eta_{TE} - \eta_{TM}}{\eta_{TE} + \eta_{TM}} \quad (9)$$

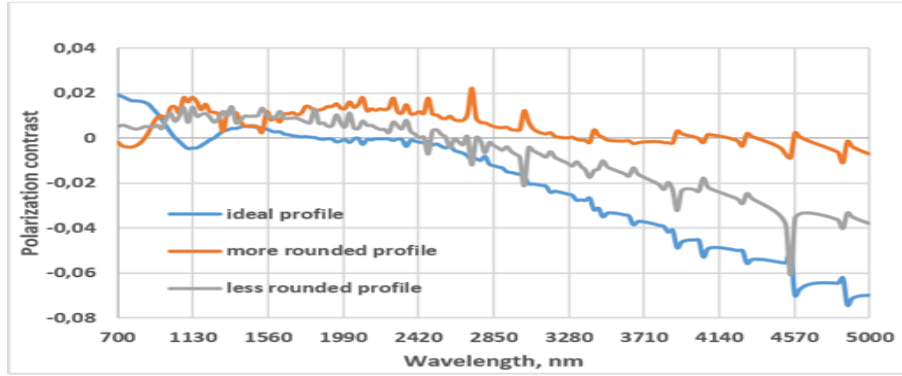


Figure 17 : First-order polarization contrast of an optimized grating at three blaze wavelengths of 996 nm, 2179 nm and 3397 nm blaze based on rigorous theory using ideal and realistic profiles.

H. Diffraction efficiency as a function of incidence angle

Since the multi-blaze grating is convex, the incidence angle of an almost collimated wavefront varies along its surface. For an incidence of 27.12 degrees at the grating center, the incidence angles at left and right ends are respectively 15.04 and 39.20 degrees. Consequently, the diffraction efficiency of multi-blaze grating with ideal profile as a function of the incidence angle is studied below. The simulation is performed at a wavelength of 2277 nm. The diffraction efficiency varies from 8% passing from the left (15.04 degrees) end to the right end (39.20 degrees) as shown on figure 18. The polarization contrast as a function of the incidence angle is

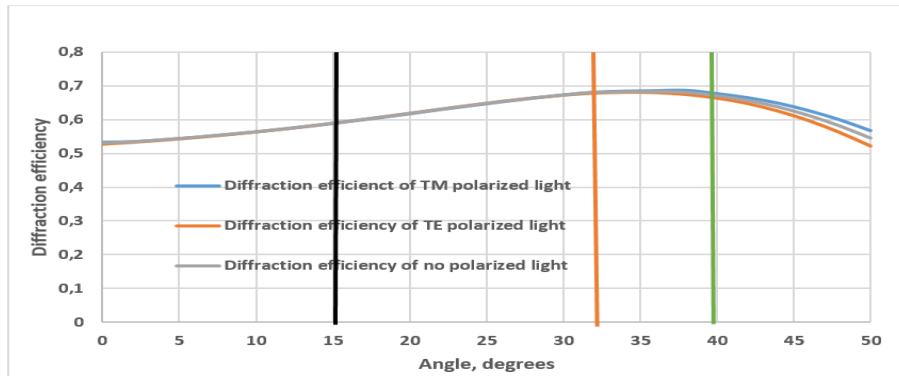


Figure 18 : Diffraction efficiency of optimized grating at three blaze wavelengths, as a function of incidence angle, given by rigorous theory using the ideal profile. The red line indicates the ideal incidence angle (27.12 degrees). The black and green lines indicate respectively the incidence angles at left (15.04 degrees) and right (39.19 degrees) edges of the grating.

given by the figure 19.

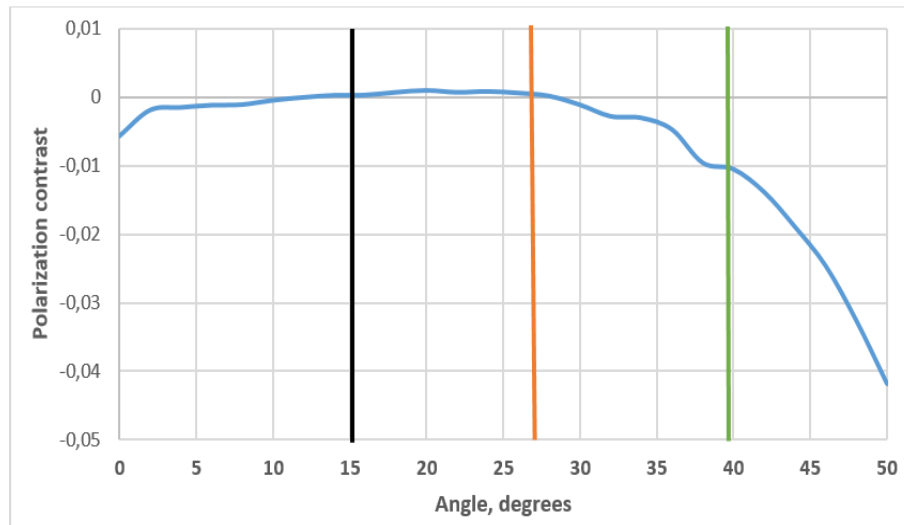


Figure 19 : Polarization contrast of the +1st diffraction order for a multi-blazed grating, as function of incidence angle, based on rigorous theory using ideal profile. The red line indicates the ideal incidence angle (27.12 degrees). The black and green lines indicate respectively the incidence angles at left (15.04 degrees) and right (39.19 degrees) edges of the grating.

As can be seen in Figure 19, the polarization contrast is well below 5% within the limits of use.

VI. Conclusion

The results obtained with single blaze have shown that such diffraction grating cannot cover a spectral range from 0.7 microns to 5 microns with the required diffraction efficiency. Consequently, we proposed a method based on the resolution of a system of nonlinear equations by the function matlab fsolve. This method allowed us to move to an optimized grating with 9 blaze wavelengths (in the previous publication) to an optimized grating with 3 blaze wavelengths which offers a considerable optical and manufacturing advantage. These three blaze wavelengths are 996 nm, 2179 nm and 3397 nm and their respective weights 0.34, 0.33 and 0.33. The calculation of the diffraction efficiency using both rigorous and scalar theories has shown that such conception is covering the given spectral band with efficiency matching the required specifications. Unfortunately the diffraction gratings exhibit a non-negligible sensitivity to polarization. We also showed the impact of a rounded profile as encountered with practical manufacturing techniques : the diffraction efficiency decreases with rounded profiles but the polarization sensitivity is also reduced especially in the mid infrared. We also calculated the degree of polarization of multi-blaze depending on the angle of incidence for a wavelength of 2277 nm. The results show that when the angle of incidence remains inside the working limits,

the polarization contrast remains low.

References

1. J. R. Schott, Remote sensing : the image chain approach. Oxford University Press, Oxford, New York, 2007.
2. M. T. Eisman, Hyperspectral Remote Sensing, vol. PM210. Bellingham, Washington 98227-0010 USA : SPIE press, 2012.
3. Indian Space Research Organisation, "Chandrayaan - 2." [Online]. Available : <http://www.isro.gov.in/chandrayaan-2>.
4. B. SABUSHIMIKE, G. HORUGAVYE, P. PIRON, J. F. Jamoye, V. Moreau, and S. HABRAKEN, "Design and Modelization of a Convex grating for an Hyperspectral imager of the Chandrayaan 2 instrument for the moon probe in the infrared" Int. J. Latest Res. Sci. Technol., vol. 5, no. 2, p. 6, 2016.
5. V. Moreau, C. Declercq, J.-F. Jamoye, and A. Z. Marchi, "Free-Form Diffraction Grating for Hyperspectral Imager" 4S Symposium 2014, Liège, pp. 1-9, 2014.
6. J. F. Silny and T. G. Chrien, "Large format imaging spectrometers for future hyperspectral Landsat mission" Proc. SPIE, Imaging Spectrom. XVI, vol. 8158, no. 815803, pp. 1-26, 2011.
7. P. Mouroulis, R. G. Sellar, D. W. Wilson, J. J. Shea, and R. O. Green, "Optical design of a compact imaging spectrometer for planetary mineralogy" Proc. SPIE, Opt. Eng., vol. 46, pp. 1-9, Jun. 2007.
8. B. Sang et al., "The EnMAP hyperspectral imaging spectrometer : instrument concept , calibration and technologies" Proc. SPIE, Imaging Spectrom. XIII, vol. 7086, no. 708605, pp. 1-15, 2008.
9. M. Barnsley, J. Settle, M. Cutter, D. Lobb, and F. Teston, "The PROBA/CHRIS Mission : A low-cost smallsat for hyperspectral, multi-angle, observations of the Earth surface and atmosphere" IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., vol. 42, no. 7, pp. 1512-1520, 2004.
10. C. Palmer, DIFFRACTION GRATING HANDBOOK, Sixth edit. New york : Richardson Grating Laboratory, 2005.
11. International Intellectual Group, "PURPOSES AND TASKS" [Online]. Available : www.iigrate.com.
12. J. Francés et al., "Comparison of simplified theories in the analysis of the diffraction efficiency in surface-relief gratings" in Proc. SPIE , Optical Modelling and Design II, 2012, vol. 8429, pp. 1-10.
13. V. Raulot, "Méthodes de conception et de fabrication de dispositifs imageurs en optique diffractive à structures sub-longueur d'onde" Thesis presented for obtaining the degree of Doctor of Engineering Sciences, University of Strasbourg, 2011.

14. F. Languy, "Achromatization of nonimaging Fresnel lenses for photovoltaic solar concentration using refractive and diffractive patterns" Thesis presented for obtaining the degree of Doctor of Physical Sciences, University of Liège, 2012.
15. International Intellectual Group, "ACCURATE ELECTROMAGNETIC THEORIES" [Online]. Available : www.PCGrate.com.
16. P. Mouroulis, D. W. Wilson, R. E. Muller, and P. D. Maker, "New convex grating types for concentric imaging spectrometers ." *Appl. Opt.*, vol. 37, no. 31, pp. 7200-7208, 1998.
17. I. A. Erteza, "Diffraction Efficiency Analysis for Multi-Level Diffractive Optical Elements" Report of the Sandia National Laboratories for the United states Department of Energy , New Mexico, 1995.
18. M. Oliva, T. Harzendorf, D. Michaelis, U. D. Zeitner, and a Tünnermann, "Multilevel blazed gratings in resonance domain : an alternative to the classical fabrication approach.," *Opt. Express*, vol. 19, no. 15, pp. 14735-45, Jul. 2011.
19. E. C. ép. Neiss, "Mise en forme de faisceaux de lasers de puissance dans le proche infrarouge par éléments diffractifs," Thesis presented for obtaining the degree of Doctor of Engineering Sciences, Louis Pasteur University- Strasbourg I, 2008.
20. B. SABUSHIMIKE, "Optimization of a multiblaze grating in reflection using free-form profile," vol. 57, no. 19, 2018.
21. MathWorks, "fsolve : Functions (optimization toolbox)" MathWorks, 2008.
22. C. Voglis and I. E. Lagaris, "A Rectangular Trust Region Dogleg Approach for Unconstrained and Bound Constrained Nonlinear Optimization," in *WSEAS International Conference on Applied Mathematics*, 2004, p. 7.
23. H. P. Gavin, "The Levenberg-Marquardt method for nonlinear least squares curve-fitting problems," Department of Civil and Environmental Engineering, Duke University, Durham, NC, USA, 2017.
24. T. F. Coleman and L. Yuying, "An Interior Trust Region Approach for Nonlinear Minimization Subject to Bounds-1.pdf," *Siam J. Optim.*, vol. 6, no. 2, p. 28, 1996.
25. T. F. Coleman and L. Yuying, "On the Convergence of Interior-Reflective Newton Methods for Nonlinear Minimization Subject to Bounds," *Math. Program.*, vol. 67, no. 2, p. 36, 1994.