



**HAL**  
open science

**Optimisation des performances du système optique et  
estimation de la polarisation instrumentale de  
l'expérience embarquée sous ballon stratosphérique  
PILOT**

Céline Engel

► **To cite this version:**

Céline Engel. Optimisation des performances du système optique et estimation de la polarisation instrumentale de l'expérience embarquée sous ballon stratosphérique PILOT. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. Français. NNT: . tel-00821057

**HAL Id: tel-00821057**

**<https://theses.hal.science/tel-00821057>**

Submitted on 7 May 2013

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

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



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse III - Paul Sabatier  
Discipline ou spécialité : Instrumentation spatiale pour l'Astrophysique

---

Présentée et soutenue par Céline Engel  
Le 14 Novembre 2012

### **Optimisation des performances du système optique et estimation de la polarisation instrumentale de l'expérience embarquée sous ballon stratosphérique PILOT**

---

#### JURY

Yves Andre	Ingénieur CNES	Examineur
Peter Von Ballmoos	Professeur à l'Université Paul Sabatier	Président
Gerard Beaudin	Ingénieur de recherche CNRS	Rapporteur
Jean-Philippe Bernard	Directeur de recherche CNRS	Directeur de thèse
Ken Ganga	Directeur de recherche CNRS	Rapporteur
Christine Letrou	Professeur à l'INT	Examineur
Bruno Maffei	Professeur à l'Université de Manchester	Invité
Michel Piat	Maitre de conférences CNRS	Rapporteur
Isabelle Ristorcelli	Chargée de recherche CNRS	Directrice de thèse

---

Ecole doctorale : *SDU2E*  
Unité de recherche : *IRAP*  
Directeurs de Thèse : *Jean-Philippe Bernard & Isabelle Ristorcelli*







## REMERCIEMENTS

La thèse, c'est une formidable expérience professionnelle, mais aussi et avant tout une très belle aventure humaine!!! Je voudrais tout d'abord remercier le CNAM (Conservatoire National des Arts et Métiers), organisme de formation continue qui m'a permis d'accéder au titre d'ingénieur et donc au niveau requis pour envisager le doctorat. Le CNAM m'a également soutenu pendant la constitution de mon dossier de candidature à cette thèse : un grand merci à Patrice Michel, Louis Randrihamison et Marc Himbert pour leur aide précieuse. C'est également au CNAM que j'ai fait la connaissance de Christophe Marty. Grâce à Christophe j'ai pu intégrer l'équipe PILOT pour mon mémoire d'ingénieur et poursuivre en thèse. Je le remercie pour cette belle opportunité, pour avoir partagé son bureau avec moi pendant deux ans, pour ses compétences techniques et humaines qui font de lui un très bon chef de projet. Sans le CNAM, je n'aurais pas non plus rencontré Georges Otrio. Georges m'a suivi pendant mon mémoire d'ingénieur et ma thèse. Je le remercie pour tout le temps qu'il m'a consacré, pour sa disponibilité, son enthousiasme et sa bonne humeur permanente. Merci également à la région Midi Pyrénées pour son soutien financier aux formations du CNAM, sans ce soutien, ce formidable et précieux ascenseur social n'existerait probablement pas.

Qui dit CNAM, dit parcours atypique, je n'avais de fait pas vraiment le profil type du doctorant en Astrophysique. Malgré tout, ma candidature pour cette thèse a tout de suite été très bien accueillie. Je tiens donc à remercier tout particulièrement Jean Philippe Bernard et Isabelle Ristorcelli d'avoir accepté de co-diriger cette thèse et surtout un grand merci pour toute la confiance qu'ils m'ont accordé dès mon arrivée sur le projet.

PILOT, c'est bien sûr un travail d'équipe. C'est évidemment un grand plaisir de travailler sur ce projet avec Yuying Longval, avec qui j'avais déjà travaillé quelques années plus tôt sur le projet Rosetta. Je la remercie pour toute nos discussions techniques et pour son soutien depuis tant d'années... Côté optique, j'ai également eu la chance de pouvoir bénéficier de l'expertise du CNES : un grand merci à Pierre Etchetto pour son support lors de la définition des spécifications du miroir primaire, à Frédéric Bourcier et Jean-Michel Desmarres pour leur travail d'expertise après réception du miroir primaire. Pendant toute la période de définition et de suivi de la réalisation du miroir primaire, Françoise Douchin était notre chef de projet CNES : merci pour sa confiance et son soutien.

L'optique est indissociable de la mécanique, et avec Gilles Roudil on a tout de suite formé une super équipe : merci pour tous le temps passé ensemble sur le miroir primaire, pour m'avoir soutenu dans les bons comme dans les mauvais moments et également pour les super souvenirs de mission! La caractérisation du

miroir a nécessité beaucoup d'heures en salle blanche à mettre en place les procédures d'alignements, à faire les alignements et à faire les acquisitions. Merci à Baptiste Mot, grâce à qui je garde de bon souvenirs de cette caractérisation malgré le nombre impressionnants d'heures passées en tête à tête en salle blanche! Sans le service intégration du cnes, nous n'aurions pas accès à la salle PRONOS, ni aux moyens métrologiques 3D qui ont permis de faire cette caractérisation du miroir primaire. Merci à Vincent Dubourg, Alexis Paillet et Olivier Simonella pour tout le temps qu'ils nous ont consacré.

Il y a aussi les personnes avec lesquelles j'ai moins interagi techniquement, mais qui n'en ont pas moins été importantes humainement parlant. Tout d'abord Stephan Maestre, un super collègue et surtout un ami fidèle sur qui j'ai toujours pu compter, et qui m'a toujours soutenu quel que soit les circonstances : merci Stephan, j'espère qu'on ne se perdra jamais de vue! Merci également à Damien Rambault pour toutes les discussions dans le patio, Wilfried Marty pour son humour, Anne Marie Moly notre super câbleuse pour sa bonne humeur et son soutien, à tous les cnamiens qui participes ou ont participé au projet : Gilles Versepuech, Stéphane Amans, Sébastien Moyano, Romain Caquineau, Mohamed Moundy.... Merci à toute l'équipe de l'IAS et en particulier à Jean-Pierre Dubois, Mehdi Bouzit et Bernadette Leriche pour tout nos échanges concernant les optiques froides. Et un grand merci à Bernadette d'être venue assister à ma soutenance de thèse.

Bien sûr, dans un projet on ne fait pas que de la technique. Merci à l'équipe gestionnaire, logistique et informatique de l'IRAP : Dorine Roma, Carole Lecinana, Jean François Botte, Gilbert Rouaix, Cédric Hillebrand, Michel Petit pour leur efficacité redoutable et leur bonne humeur. De façon plus générale, merci à l'ensemble de la direction pour sa disponibilité et son soutien pour toutes mes démarches administratives.

Une thèse c'est très intense dans tous les sens du terme. J'ai eu la chance d'être accompagnée et soutenue par beaucoup de personnes et pas uniquement par l'équipe PILOT. Merci à Jean-Michel Glorian, Yann Parot, Guillaume Orrtner, Pierre Devoto, Charlotte Vastel, Claude Meny, Aurélia Bouchez, Alexandre Cadu, Bernard Bertrand, Sandrine Botinelli, Vincent Waegbart,... de faire partie de mon quotidien tout simplement. Merci également à Joseph Lanoux, avec qui j'ai encadré pendant deux ans les TP du CNAM, pour toutes nos discussions.

Je tiens également à remercier tous les membres de mon jury : Peter Von Ballmoos, Gérard Beaudin, Christine Letrou, Bruno Maffei, Yves André, Ken Ganga, Michel Piat. Merci beaucoup pour la très intéressante séance de questions, pour les remarques et commentaires sur mon manuscrit. En particulier, un grand merci à mes rapporteurs pour tout le temps consacré à la relecture de mon manuscrit et pour toutes les discussions qui ont précédé la soutenance.

*Cette thèse a été co-financée par le CNES et la région Midi-Pyrénées. Merci au CNES et en particulier à Olivier La Marle mon responsable CNES pendant cette thèse ainsi qu'au programme de recherche de la région Midi-Pyrénées de m'avoir permis de réaliser ce travail de recherche.*







# TABLE DES MATIÈRES

<b>Introduction Générale</b> .....	<b>1</b>
<b>I Contexte scientifique et instrumental</b> .....	<b>5</b>
I.1 Sur les poussières du milieu interstellaire .....	7
I.1.1 Extinction du rayonnement stellaire .....	8
I.1.2 Émission thermique .....	11
I.1.3 Interaction avec le champ magnétique .....	15
I.1.4 Impact sur le traitement des données cosmologiques .....	18
I.1.5 Synthèse .....	23
I.2 PILOT, observatoire stratosphérique de l'émission polarisée des poussières .....	23
I.2.1 Objectifs scientifiques .....	25
I.2.2 Concept instrumental .....	26
I.2.3 Principe de mesure .....	26
I.2.4 Stratégie d'observation .....	29
I.2.5 Description de l'instrument .....	30
I.2.6 Intégration et caractérisation de l'instrument .....	37
I.3 Conclusion .....	39
<b>II Concept optique : performances optiques et tolérances</b> .....	<b>41</b>
II.1 Concept optique et performances nominales .....	44
II.1.1 Les sous-systèmes .....	44
II.1.2 Caractéristiques optiques .....	49
II.1.3 Synthèse .....	54
II.2 Tolérances optiques et mécaniques .....	55
II.2.1 Principe .....	55
II.2.2 Etude de sensibilité .....	56
II.2.3 Étude statistique par la méthode Monte Carlo .....	59
II.2.4 Répartition des tolérances .....	60
II.2.5 Synthèse .....	62
II.3 Conclusion .....	64
<b>III Caractérisation et estimation des performances en vol du miroir primaire</b> .....	<b>65</b>
III.1 De la modélisation à la réalisation .....	68
III.1.1 Spécifications .....	68
III.1.2 Métrologie .....	71
III.1.3 Matrice de conformité .....	73

III.2	Caractéristiques optiques et mécaniques à température ambiante . . .	75
III.2.1	Méthodologie . . . . .	76
III.2.2	Incertitudes associées . . . . .	80
III.2.3	Adéquation entre les caractéristiques estimées et les spécifications du miroir primaire . . . . .	84
III.3	Variations des caractéristiques en fonction des conditions d'environnement . . . . .	86
III.3.1	Déformations sous gradients de température . . . . .	86
III.3.2	Déformations sous gravité . . . . .	88
III.3.3	Déformations en température homogène . . . . .	88
III.3.4	Optimisation des réglages du miroir primaire . . . . .	91
III.4	Caractérisation dans le domaine submillimétrique . . . . .	97
III.4.1	Description du banc de tests . . . . .	97
III.4.2	Méthodologie de réglages . . . . .	102
III.4.3	Résultats de mesures . . . . .	106
III.4.4	Adéquation entre les résultats mesurés et estimés par la mesure 3D . . . . .	116
III.5	Conclusion . . . . .	116
<b>IV</b>	<b>Modélisation de la polarisation instrumentale . . . . .</b>	<b>119</b>
IV.1	Description mathématique . . . . .	122
IV.1.1	Ellipse de polarisation . . . . .	122
IV.1.2	Représentation d'un état de polarisation . . . . .	125
IV.1.3	Matrice de transfert d'un système optique . . . . .	132
IV.1.4	Conclusion . . . . .	138
IV.2	Caractéristiques des composants . . . . .	139
IV.2.1	Les coefficients de Fresnel . . . . .	139
IV.2.2	Les miroirs . . . . .	143
IV.2.3	Les lentilles . . . . .	150
IV.2.4	La lame demi-onde . . . . .	154
IV.2.5	Le polariseur et les filtres à grilles . . . . .	161
IV.2.6	Synthèse . . . . .	167
IV.3	Propagation d'états de polarisation dans le système optique . . . . .	168
IV.3.1	Rotation du plan de polarisation par une surface quadrique . . . . .	168
IV.3.2	Le télescope . . . . .	172
IV.3.3	Le système ré-imageur . . . . .	178
IV.3.4	La lame demi-onde . . . . .	182
IV.3.5	Modifications de l'état de polarisation par le système optique . . . . .	186
IV.3.6	Synthèse . . . . .	194

---

IV.4 Conclusion . . . . .	195
<b>Conclusion générale . . . . .</b>	<b>197</b>
<b>Annexes . . . . .</b>	<b>200</b>
<b>A Généralités sur les surfaces quadratiques . . . . .</b>	<b>201</b>
A.1 Equation générale. . . . .	201
A.2 Portion de quadratique hors axe . . . . .	204
A.3 Distance focale . . . . .	206
<b>B Construction de Huygens, Fresnel et vecteur d'onde dans un milieu isotrope . . . . .</b>	<b>207</b>
B.1 Construction des faisceaux réfractés . . . . .	207
B.1.1 Construction de Huygens . . . . .	207
B.1.2 Construction de Snell-Descartes . . . . .	208
B.2 Construction des vecteurs d'onde. . . . .	208
<b>C Onde plane monochromatique dans un milieu anisotrope . . . . .</b>	<b>213</b>
C.1 Surfaces et ellipsoïde d'indices . . . . .	213
C.1.1 Surfaces d'indices . . . . .	213
C.1.2 Ellipsoïde d'indices . . . . .	214
C.2 Vecteurs de Poynting et vecteurs d'onde. . . . .	217
C.2.1 Le vecteur d'onde . . . . .	217
C.2.2 Le vecteur de Poynting . . . . .	218
C.3 Propagation d'un état de polarisation . . . . .	220
<b>D Matrices de Mueller de l'instrument . . . . .</b>	<b>225</b>
<b>Liste des tableaux . . . . .</b>	<b>235</b>
<b>Liste des figures . . . . .</b>	<b>237</b>
<b>Acronymes . . . . .</b>	<b>252</b>
<b>Bibliographie . . . . .</b>	<b>260</b>



# INTRODUCTION GÉNÉRALE

La mission PILOT<sup>1</sup> a pour objectif l'étude de l'émission polarisée des grains de poussière du milieu interstellaire, dans le domaine submillimétrique, dans deux bandes centrées autour de 240 et 550  $\mu\text{m}$ . Cette expérience, embarquée sous ballon stratosphérique, permettra de cartographier le champ magnétique de la Galaxie à grande échelle avec une résolution de l'ordre de la minute d'arc. Avec trois vols, deux depuis l'hémisphère Nord et un depuis l'hémisphère Sud, ainsi qu'une autonomie en vol d'environ 24 heures, des relevés systématiques, couvrant l'intégralité du plan Galactique seront réalisés. L'instrument dispose également d'un mode de sondage profond qui permettra d'observer, avec une meilleure sensibilité, des régions plus diffuses à haute latitude Galactique.

Les données acquises seront complémentaires de celles obtenues par l'instrument Planck, à plus grande longueur d'onde et plus basse résolution angulaire. Il sera ainsi possible de contraindre les propriétés des poussières dans le domaine submillimétrique et de mieux comprendre leur rôle dans le cycle de la matière interstellaire. Ces données seront également utilisées pour la mise en place de méthode de soustraction des avants plans dans les données cosmologiques. L'instrument PILOT constitue également un banc de test pour les futures missions cosmologiques. L'utilisation inédite d'un plan focal étendu, constitué de deux matrices de bolomètres, chacune comprenant  $16 \times 16$  pixels de  $750 \mu\text{m}^2$  de surface collectrice, permettra d'atteindre la sensibilité nécessaire à la détection du signal polarisé, dont le degré de polarisation n'est que de quelques pourcents.

Une résolution de l'ordre de la minute d'arc, ainsi qu'un champ de vue de  $1^\circ$ , sont requis pour atteindre les objectifs scientifiques. Ces spécifications nécessitent l'utilisation à la fois d'un plan focal étendu, d'un miroir primaire de grand diamètre et d'un système ré-imageur. De façon à garantir une qualité image optimale sur l'intégralité du plan focal, le système ré-imageur doit de plus être télécentrique. Afin de minimiser l'encombrement et la masse de l'instrument, le télescope est hors axe. L'utilisation d'un télescope hors axe nécessite une combinaison d'angle et de forme entre le miroir primaire et le miroir secondaire, de façon à optimiser la qualité image et à minimiser la polarisation instrumentale.

Tous les éléments optiques sont refroidis à 3 K, à l'exception du miroir primaire. Les caractéristiques du miroir primaire et de la structure mécanique associée sont ainsi fonction des conditions d'environnement en vol. Le polarimètre est constitué d'une lame demi-onde, montée sur un système rotatif, et d'un polariseur à grille. Au moins deux positions de l'axe optique de la lame demi-onde seront nécessaires pour

---

1. Polarized Instrument for Long wavelength Observation of the Tenuous interstellar medium

déterminer les caractéristiques de l'état de polarisation mesuré.

Les conditions de vol, la configuration de l'instrument, ainsi que la position variable de l'axe optique de lame demi-onde, vont induire des variations de caractéristiques de l'instrument par rapport aux tests effectués au sol. Une estimation des effets systématiques, liés aux variations de température et aux déformées sous gravité, peut cependant permettre d'anticiper et d'optimiser les réglages à effectuer sur site de lancement avant le vol. De même, la modélisation de la polarisation instrumentale, couplée à une caractérisation de l'instrument intégré, sera nécessaire pour corriger les effets systématiques liés aux modifications de configuration du système optique.

L'optimisation et la connaissance précise des caractéristiques optiques de l'instrument ainsi que la variation des performances optiques en fonction des conditions d'utilisation de l'instrument, est de fait, une thématique instrumentale de premier plan dans le développement de l'instrument et la préparation du traitement des données d'observation. Mes travaux de recherche, axés sur cette problématique, sont présentés suivant quatre chapitres.

Le premier chapitre est dédié au contexte scientifique et à la description de la mission PILOT. Je présente les principales propriétés des grains de poussières du milieu interstellaire, leur interaction avec le champ magnétique de la Galaxie ainsi que l'impact majeur de leur émission polarisée dans le traitement des données cosmologiques. Je décris ensuite la mission PILOT : les objectifs scientifiques, la stratégie d'observation et les différents sous systèmes constituant l'instrument scientifique.

Le deuxième chapitre comprend une description du concept optique : caractéristiques principales des composants optiques et fonction des sous-systèmes. Je présente également la méthodologie utilisée pour déterminer les tolérances optiques et mécaniques du système optiques. Les résultats de cette étude de tolérancement, ont permis de définir les spécifications de réalisation des composants et de valider la faisabilité du système. Cette partie est une synthèse des études que j'ai menées avant ma thèse. Constituant le point de départ et de référence de mes travaux de recherche, il était cependant indispensable de présenter ces résultats préliminaires.

Dans le troisième chapitre, je présente le travail que j'ai effectué concernant l'estimation des caractéristiques optiques du système après réalisation. J'ai notamment mis en place une méthodologie de traitement de données tridimensionnelles. Cette méthode permet d'estimer les caractéristiques optiques et mécaniques d'une surface conique, à partir des nuages de points obtenus par mesure tridimensionnelle ou par modélisation des déformées en condition d'environnement. Je décris l'ensemble des caractéristiques ainsi obtenues, pour le miroir primaire, en condition de mesures au sol et en vol. J'indique également les résultats de la caractérisation dans le domaine submillimétrique, qui ont été utilisés pour valider ces caractéristiques et incertitudes associées en condition de test au sol. Enfin, j'estime l'impact de ces résultats sur l'optimisation du positionnement des composants optiques lors de l'intégration de l'instrument.

Le quatrième chapitre est consacré à l'estimation de la polarisation instrumentale. Je présente dans un premier temps l'ensemble des définitions nécessaires à la compréhension de la propagation d'un état de polarisation dans le système

---

optique : modifications induites par un milieu isotrope, anisotrope, principales caractéristiques des composants basés sur l'utilisation de grilles conductrices. J'indique également les représentations de l'état de polarisation utilisées dans la modélisation du système optique : représentation de Stokes et matrices de Mueller. Je présente ensuite les résultats obtenus par modélisation du système à l'aide du logiciel Zemax. Cette étude m'a permis de définir l'impact de chaque composant optique et de l'instrument intégré sur la mesure d'un état de polarisation. Elle est également indispensable à la détermination des matrices de passage de l'instrument qui seront utilisées au sol pendant la caractérisation de l'instrument intégré puis pour le traitement des données d'observation.





# ◀ CHAPITRE I ▶

## CONTEXTE SCIENTIFIQUE ET INSTRUMENTAL

### Sommaire

---

<b>I.1</b>	<b>Sur les poussières du milieu interstellaire . . . . .</b>	<b>7</b>
I.1.1	Extinction du rayonnement stellaire . . . . .	8
I.1.2	Émission thermique . . . . .	11
I.1.3	Interaction avec le champ magnétique . . . . .	15
I.1.4	Impact sur le traitement des données cosmologiques . . . . .	18
I.1.5	Synthèse . . . . .	23
<b>I.2</b>	<b>PILOT, observatoire stratosphérique de l'émission polarisée des poussières . . . . .</b>	<b>23</b>
I.2.1	Objectifs scientifiques . . . . .	25
I.2.2	Concept instrumental . . . . .	26
I.2.3	Principe de mesure . . . . .	26
I.2.4	Stratégie d'observation . . . . .	29
I.2.5	Description de l'instrument . . . . .	30
I.2.5.1	Matrices de bolomètres . . . . .	30
I.2.5.2	Systèmes de refroidissement . . . . .	31
I.2.5.3	Source interne d'étalonnage . . . . .	33
I.2.5.4	Structure mécanique . . . . .	34
I.2.5.5	Electronique . . . . .	36
I.2.6	Intégration et caractérisation de l'instrument . . . . .	37
<b>I.3</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>39</b>

---

Les régions sombres de la Voie Lactée ont été observées dès la fin du XVIIIe siècle par Sir William Herschel. Il les qualifie de « Holes in the sky », et les représente comme des espaces vides entourés d'étoiles. Cette vision reste communément admise jusqu'au début du XXe siècle. C'est Robert J. Trumpler, en 1930, qui démontre par ces observations, la présence de grains de poussières à l'origine de ces zones sombres.

L'extinction stellaire est alors étudiée dans un premier temps, uniquement dans l'objectif de pouvoir soustraire son impact sur les données d'observations du rayonnement des étoiles. Puis à la fin des années 1940, John S. Hall et W.A. Hiltner découvrent la polarisation stellaire. Ils montrent ainsi la présence d'un champ magnétique dans le milieu interstellaire et son lien avec les poussières.

La découverte du fond diffus cosmologique dans les années 1960, renforce l'intérêt pour les poussières. Constituant à grandes longueurs d'onde une émission d'avant plan, la compréhension de leurs propriétés devient alors une préoccupation majeure pour le traitement des données cosmologiques.

Depuis les travaux de Trumpler, de nombreuses observations de l'extinction et de la polarisation stellaire ont été effectuées. Cependant pour comprendre l'ensemble des propriétés des grains de poussières, il est nécessaire d'effectuer des observations à grandes longueurs d'onde et notamment dans le domaine submillimétrique. Actuellement peu de données sont disponibles dans cette gamme de longueurs d'onde.

La mission PILOT s'inscrit dans ce contexte, avec pour objectif l'étude de l'émission polarisée des grains de poussières du milieu interstellaire, dans le domaine submillimétrique, dans deux bandes centrées autour de 240 et 550  $\mu\text{m}$ . Cette expérience permettra de mieux comprendre le rôle des poussières dans le cycle de la matière interstellaire. Il sera également possible de mettre en place des méthodes de soustraction de cet avant plan, que constitue l'émission polarisée des poussières, dans le traitement des données cosmologiques.

La première partie de ce chapitre comprend une description des processus issus de l'interaction entre les poussières, le rayonnement stellaire et le champ magnétique ainsi que leur impact sur le traitement des données cosmologiques.

La deuxième partie est consacrée à la présentation du projet PILOT : les objectifs scientifiques, la stratégie d'observation ainsi que les différents sous-systèmes de l'instrument scientifique.

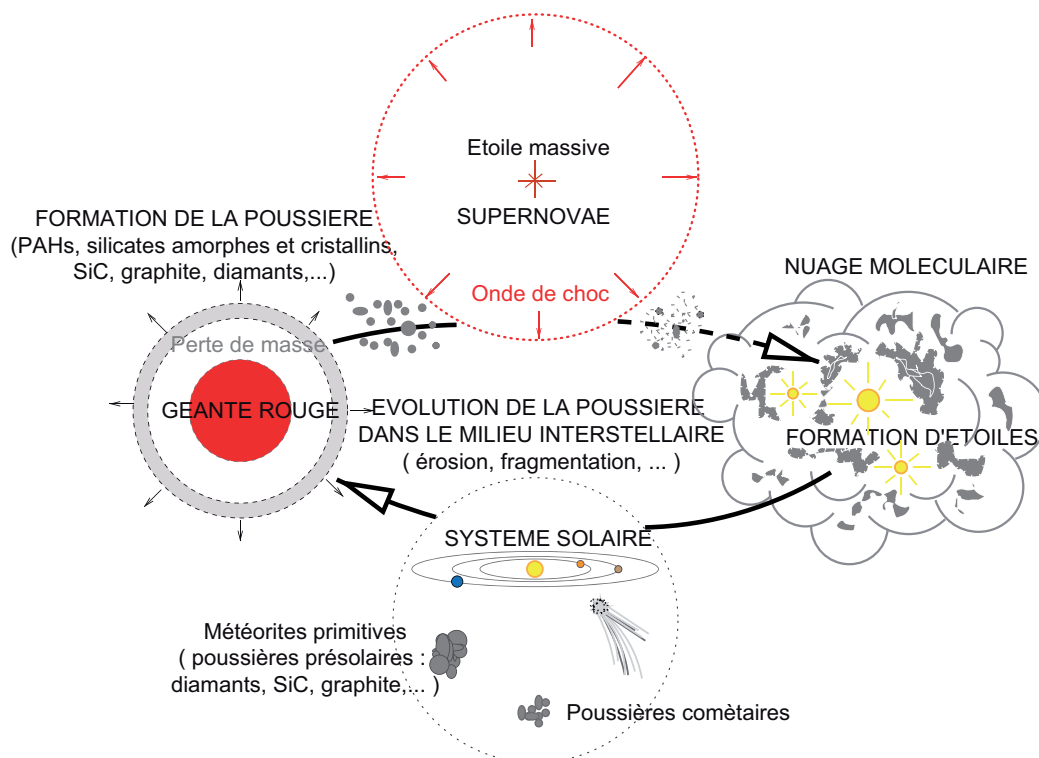


FIGURE I.1: Représentation schématique du cycle de la poussière (figure extraite de Jones (2004)).

## I.1 Sur les poussières du milieu interstellaire

L'espace entre les étoiles, appelé milieu interstellaire (MIS), est un mélange de gaz et de poussières. La densité de ce milieu varie, en nombre de particules par  $\text{cm}^3$ , de quelques unités dans les zones les plus diffuses à quelques dizaines ou centaines de milliers dans les régions les plus denses. Les objets les plus compacts, comme les planètes et les étoiles, ne représentent finalement qu'une faible proportion du volume total de la Galaxie. En effet, le milieu interstellaire est si vaste, que bien qu'extrêmement ténu, il contient environ 10 % de la masse totale de la Voie Lactée.

Le milieu interstellaire est constitué de 70 % d'hydrogène, de 28 % d'hélium et de 2 % d'éléments lourds (carbone, oxygène, azote, silicium, fer, soufre, magnésium,...). Une partie de ces éléments lourds se retrouvent sous forme de petites particules solides. Les grains de poussières représentent 1 % de la masse totale du milieu interstellaire.

La matière première de ces grains de poussières (silicate et graphite), est produite par les étoiles. Elles éjectent de grandes quantités de matière sous forme de vent stellaire ou d'explosion dans le cas des supernovae. Dans le voisinage de ces étoiles, le milieu est suffisamment dense pour donner naissance à des molécules complexes et à des grains de poussières. Ces poussières en s'éloignant de l'étoile peuvent, avec le gaz présent dans le MIS, former des nuages interstellaires. Dans ces régions denses, de nouvelles étoiles vont se former et contribuer à leur tour au cycle de la poussière (figure I.1).



FIGURE I.2: Concentration de poussières et de gaz autour du plan moyen de la galaxie du sombrero (M104) (Image composite dans le domaine visible, *NASA and The Hubble Heritage Team (STScI/AURA)*).

Dans notre Galaxie, la répartition de la poussière est proche de celle observée sur la figure I.2. Le plan galactique est une région dense avec une forte concentration de poussières répartie autour du noyau central. A plus haute latitude galactique, la densité de poussières est beaucoup plus faible et apparaît sous la forme d'un halo diffus, réparti autour du plan moyen.

Je présente dans cette partie les principales propriétés des poussières du milieu interstellaire ainsi que leur impact sur le traitement des données cosmologiques.

### I.1.1 Extinction du rayonnement stellaire

Le milieu interstellaire baigne dans un champ de rayonnements, principalement ultra violet et visible, produit par les milliers d'étoiles présentes dans notre Galaxie. En traversant les nuages interstellaires, la lumière émise par les étoiles est atténuée (figure I.3 a)). Ce phénomène, appelé extinction, est dû à l'absorption et à la diffusion du rayonnement par les poussières et provoque un rougissement du spectre des étoiles (figure I.3 b)).

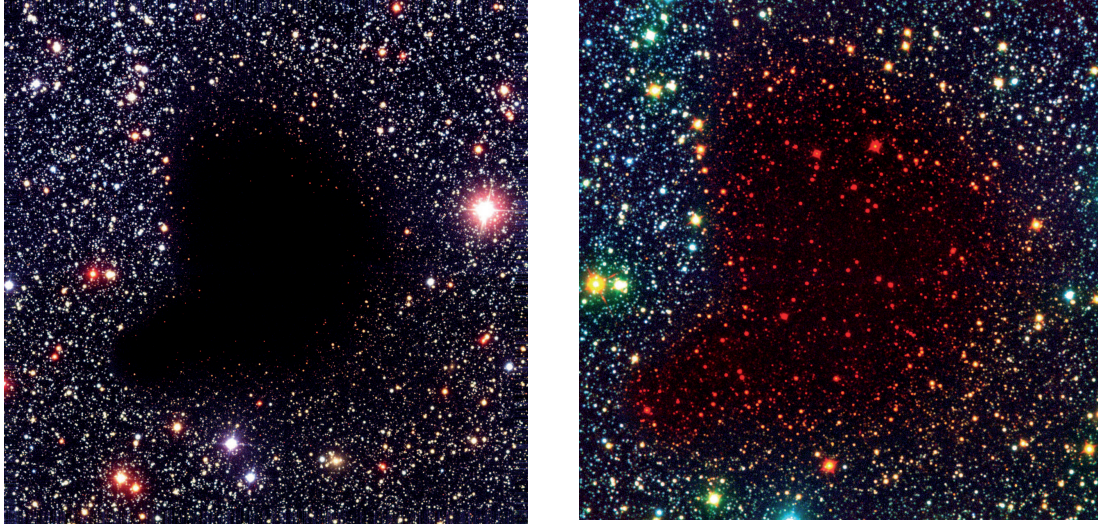


FIGURE I.3: Nuage sombre de Barnard68 : Image composite dans le domaine visible (0.44  $\mu\text{m}$  et 0.55  $\mu\text{m}$ ) et l'infrarouge proche (0.90  $\mu\text{m}$ ), à gauche ; dans le visible (0.44  $\mu\text{m}$ ), l'infrarouge proche(0.85  $\mu\text{m}$ ) et l'infrarouge moyen (2.16  $\mu\text{m}$ ), à droite ; les étoiles situées derrière le nuage ne sont visibles que dans l'image de droite car l'extinction décroît avec la longueur d'onde (images ESO).

L'épaisseur optique  $\tau_\lambda$ , fonction de la densité de poussières et de la distance parcourue par le rayonnement, quantifie le degré de transparence du milieu traversé. L'extinction  $A_\lambda$  est directement proportionnelle à ce paramètre (Whittet, 2002) :

$$A_\lambda = -2.5 \log \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} = 1.086 \tau_\lambda, \quad (\text{I.1})$$

où  $I_0$  et  $I$  sont respectivement l'intensité intrinsèque et après atténuation par les grains de poussières de l'étoile observée.

L'intensité intrinsèque  $I_0$  d'une étoile rouge n'étant pas mesurable, une des méthodes les plus utilisées pour quantifier l'extinction est la méthode des paires (ou de différence de couleur). Celle-ci repose sur l'utilisation de deux étoiles, de même type spectral et de même classe d'intensité, l'une étant rouge, l'autre pas ou peu rouge. La différence de magnitude entre les deux étoiles est alors fonction de leur distance à l'observateur  $d_1$ ,  $d_2$  et de l'extinction de l'étoile rouge  $A_1(\lambda)$  :

$$\Delta m(\lambda) = 5 \log \frac{d_1}{d_2} + A(\lambda) \quad \text{avec} \quad A(\lambda) \approx A_1(\lambda). \quad (\text{I.2})$$

Pour pouvoir comparer les propriétés de différentes régions du milieu interstellaire, l'extinction est normalisée par l'excès de couleur  $E(\lambda_1 - \lambda_2)$ , entre deux longueurs d'onde de référence ( $\lambda_1, \lambda_2$ ). La pente  $R$  de la courbe  $E_{norm}$  obtenue, devient constante entre les deux longueurs d'onde de référence et indépendante de l'épaisseur optique sur la ligne de visée :

$$E_{norm} = \frac{\Delta m(\lambda) - \Delta m(\lambda_2)}{\Delta m(\lambda_1) - \Delta m(\lambda_2)} = \frac{A(\lambda) - A(\lambda_2)}{A(\lambda_1) - A(\lambda_2)} = \frac{E(\lambda - \lambda_2)}{E(\lambda_1 - \lambda_2)}. \quad (\text{I.3})$$

Les variations de forme de la courbe d'extinction sont ainsi généralement caractérisées par le paramètre  $R_v$ , pente de la courbe d'extinction normalisée entre les bandes B (440 nm) et V (550 nm) :

$$R_v = \frac{A_V}{E_{B-V}}, \quad (\text{I.4})$$

avec  $E_{B-V} = A_B - A_V$ , l'excès de couleur ou différence d'épaisseur optique entre les bandes B (440 nm) et V (550 nm).

La forme de la courbe d'extinction étant relativement uniforme en fonction des directions de visée, il est possible de définir une courbe moyenne Galactique correspondant à  $R_v = 3.1$  (figure I.4). Cette courbe est usuellement représentée en fonction du nombre d'onde, pour des raisons essentiellement historiques. Les premières études de l'extinction ont été effectuées dans les années 1930. Les observations étant alors restreintes à une gamme de 1 à 3  $\mu\text{m}^{-1}$  où l'extinction est proportionnelle à  $\lambda^{-1}$ . La représentation en fonction de l'inverse de la longueur d'onde s'imposait pour mettre en avant l'aspect linéaire de l'extinction dans le domaine visible.

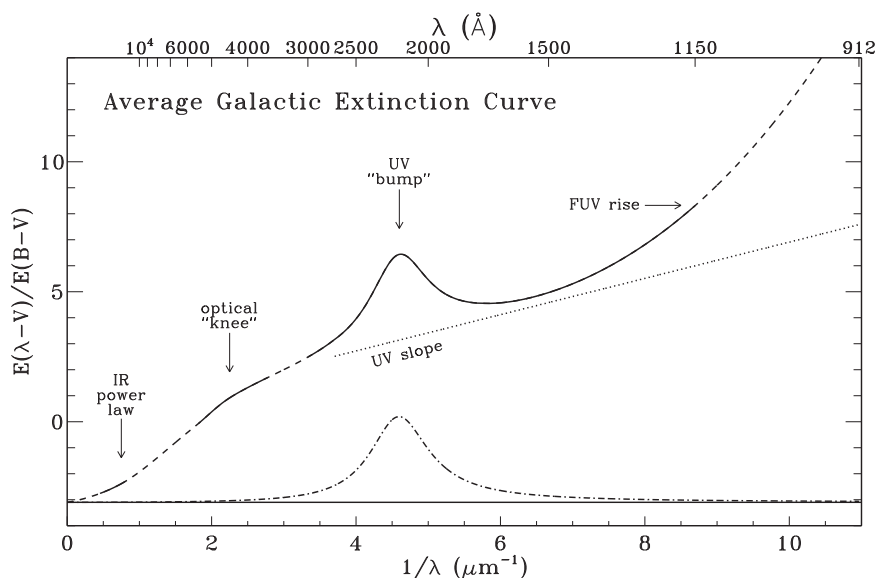


FIGURE I.4: Courbe d'extinction moyenne de la Voie Lactée, correspondant au cas  $R_V = 3.1$ , normalisée par l'excès de couleur  $E_{B-V} = A_B - A_V$  dans les bandes B (440 nm) et V (550 nm) (figure extraite de Fitzpatrick (2004)).

A partir de cette première loi, des hypothèses sur les caractéristiques des grains ont pu être émises. L’extinction étant spectralement sélective, la dimension des grains devait être soit comparable, soit petite devant la longueur d’onde. Dans le cas contraire l’extinction serait indépendante de la longueur d’onde. De plus, si les grains étaient très petits devant la longueur d’onde, alors l’extinction serait proportionnelle à  $\lambda^{-4}$  (diffusion de Rayleigh). Les grains ont ainsi été supposé de taille comparable à la longueur d’onde visible.

Cependant, les observations effectuées depuis, dans les domaines infrarouge et ultraviolet, ont montré des divergences par rapport à cette loi en  $1/\lambda$ . Pour expliquer l’intégralité de la courbe d’extinction, il faut en réalité au moins trois types de grains, distribués en taille (on peut citer par exemple, le modèle de Désert et al. (1990)).

Dans le domaine infrarouge et submillimétrique, l’extinction suit une loi de puissance :

$$A_\lambda \propto \lambda^{-\beta}, \quad (\text{I.5})$$

avec  $\beta$  l’indice spectral, dont la valeur est typiquement comprise entre 1.5 et 2 (Martin and Whittet, 1990).

Ce comportement peut être également expliqué par des particules de taille comparable à la longueur d’onde visible. Ces grains appelés gros grains ou encore BG pour « Big Grains », dont le rayon varie de 15 à 110 nm (Désert et al., 1990), seraient ainsi responsables majoritaires de l’extinction dans le visible et l’infrarouge.

Dans le domaine UV, la forme de la courbe d’extinction obtenue est plus complexe. Une zone particulière, située autour de 217.5 nm et appelée « UV Bump », pourrait être expliquée par la contribution d’un deuxième type de particules. Le comportement de ces molécules, appelés PAH (« Polycyclic aromatic hydrocarbon ») et dont le rayon varie de 1.2 nm à 15 nm (Désert et al., 1990), serait dominé par l’absorption. En retirant la contribution de ces molécules, on obtient une courbe linéaire (« UV slope » sur la figure I.4). Les gros grains seraient ainsi en partie responsable de l’extinction dans l’UV proche.

Enfin, la remontée non linéaire dans l’UV lointain peut s’expliquer comme dans le domaine infrarouge, par des particules petites devant la longueur d’onde. De fait, les particules de taille comparable à la longueur d’onde visible ne peuvent pas, dans ce cas, expliquer la forme de la courbe. Il est alors nécessaire de considérer un troisième type de particules dont la taille est cette fois ci petite devant les longueurs d’onde UV. De rayon compris entre 0.4 et 1.2 nm (Désert et al., 1990), ce sont les très petits grains ou VSG pour « Very Small Grains ».

La forme de la courbe d’extinction étant directement liée aux caractéristiques des grains et notamment à leurs dimensions, les écarts de forme par rapport à la courbe moyenne donnent des renseignements sur le milieu observé. La figure I.5 donne un aperçu des formes de courbes d’extinction observables dans la Galaxie, pour  $R_v$  variant entre 2.2 et 5.5 (Fitzpatrick, 2004).

Par exemple, dans le cas d’une région où  $R_v > 3.1$ , la courbe a tendance à s’aplatir. L’extinction étant alors moins sélective, on peut supposer que les gros grains sont majoritaires. Une des hypothèses envisageable dans ce cas, est une forte densité du milieu induisant une agglomération des plus petits grains. A contrario,

dans une région où  $R_v < 3.1$ , on peut supposer que les grains sont en moyenne petits et que le milieu est à priori peu dense.

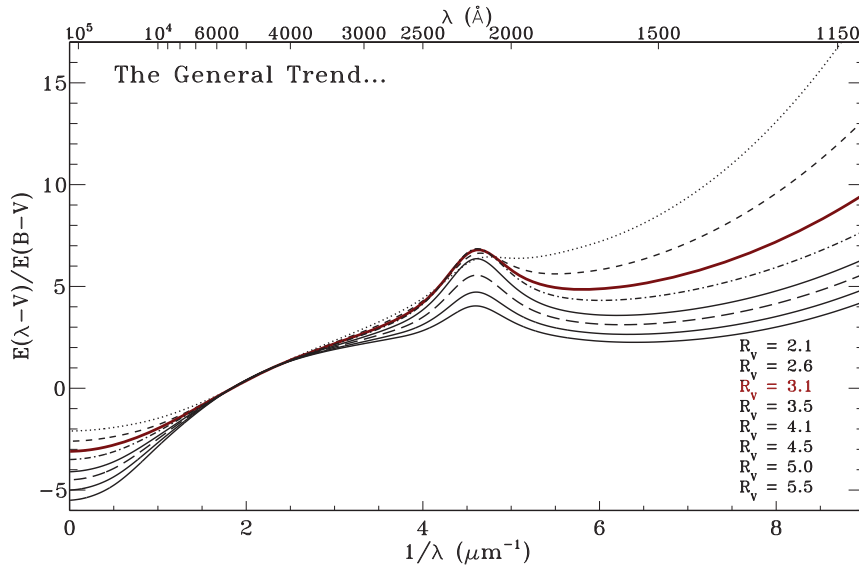


FIGURE I.5: Variation typique de la forme de la courbe d'extinction dans la Galaxie, en fonction du paramètre  $R_v$  (figure extraite de Fitzpatrick (2004)).

### I.1.2 Émission thermique

IRAS<sup>1</sup> fut le premier observatoire spatial destiné à une couverture complète du ciel dans l'infrarouge. Lancé en 1983, il mesura l'émission des poussières à 12, 25, 60 et 100  $\mu\text{m}$ , avec une résolution angulaire d'environ 3.5' à 100  $\mu\text{m}$ . Puis les instruments embarqués à bord du satellite COBE<sup>2</sup>, lancé en 1989, ont étendu ce relevé au domaine submillimétrique : DIRBE entre 1.25 et 240  $\mu\text{m}$  avec une résolution angulaire de 0.7°, FIRAS dans le domaine submillimétrique et millimétrique (de 100  $\mu\text{m}$  à 10 mm) avec une résolution angulaire de 7°. La figure I.6 présente une vue d'ensemble du spectre moyen d'émission du milieu diffus de la Galaxie, obtenue à l'aide des observations effectuées par les satellites IRAS, COBE et IRTS<sup>3</sup>.

Cette émission s'étend sur une large gamme de longueur d'onde, de l'infrarouge proche au domaine submillimétrique, et est le résultat de l'échange d'énergie entre les grains de poussière et le rayonnement stellaire. Chauffés par absorption des photons UV et visible, les grains émettent un rayonnement thermique dans le domaine infrarouge. L'émission peut ainsi être expliquée par un modèle d'au moins trois types de grains comme l'extinction dont elle est une conséquence directe (Désert et al. (1990), Draine (2003), Compiègne et al. (2011)).

1. Infrared Astronomical Satellite

2. COBE (COsmic Background Explorer) avait pour objectif principal l'étude du fond diffus cosmologique à l'aide des instruments DMR (Differential Microwave Radiometer) et FIRAS (Far Infrared Absolute Spectrophotometer). Le troisième instrument, appelé DIRBE (Diffuse Infrared Background Experiment), était dédié à l'étude de l'émission infrarouge des poussières.

3. IRTS (InfraRed Telescope Satellite) est un satellite lancé en 1995, dédiée à l'étude de l'émission des poussières de l'infrarouge proche au millimétrique. Sa mission dura 27 jours et il couvrit 7 % du ciel.



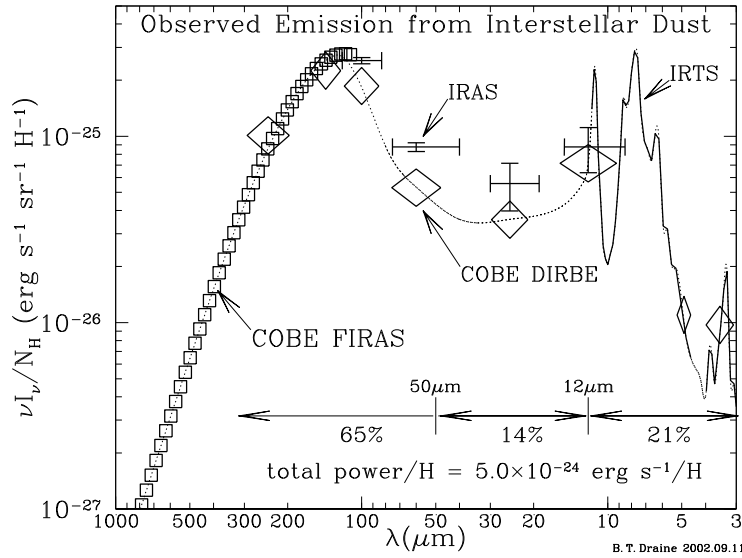


FIGURE I.6: Spectre moyen d'émission du milieu interstellaire diffus de la Voie Lactée, données obtenues par les satellite COBE, IRTS et IRAS. Le spectre des gros grains est ajusté par une loi de corps noir modifiée, avec  $\beta = 2$  et  $T = 18$  K. (figure extraite de Draine (2004))

L'émission des gros grains, de rayon supérieur à 15 nm, représenterait environ 65 % de l'émission totale des grains de poussières avec une contribution à hauteur de 30 à 50 % à l'absorption du rayonnement stellaire dans notre Galaxie. A l'équilibre thermique avec le champ de rayonnement local, ils émettent un rayonnement continu, suivant une loi de corps noir modifié, avec une longueur d'onde pic d'environ 140  $\mu\text{m}$  et une température moyenne de 18 K :

$$I_\nu = C\nu^\beta B_\nu(T), \quad (\text{I.6})$$

avec  $C$  une constante,  $\beta$  l'indice spectral d'émissivité des grains,  $T$  la température moyenne d'émission.  $B_\nu$  est la fonction de Planck :

$$B_\nu(T) = \frac{\frac{2h\nu^3}{c^2}}{e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1}, \quad (\text{I.7})$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $k_b$  la constante de Boltzmann et  $c$  la vitesse de la lumière.

En dessous de 50  $\mu\text{m}$ , l'émission est dû aux plus petits grains, de rayon inférieur à 15 nm, rayonnant hors équilibre thermique. En effet, plus les grains sont petits, plus leur section efficace est faible et plus le temps entre deux absorptions de photon est important (figure I.7). Les petits grains rayonnent alors à une température plus élevée que les gros grains et donc à plus courtes longueurs d'onde. Les bandes d'émission entre 3 et 12  $\mu\text{m}$  sont ainsi attribuées aux PAH et correspondraient à l'extinction dans l'UV lointain. L'émission continue entre 12 et 50  $\mu\text{m}$  serait liée à l'« UV Bump » et donc aux très petits grains.

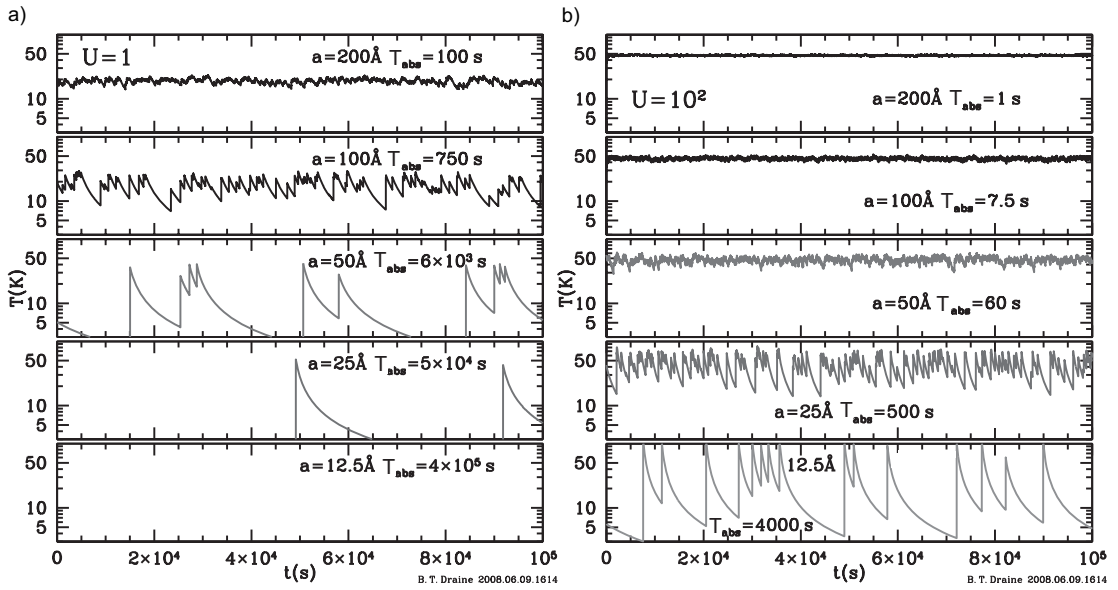


FIGURE I.7: Variation de température sur une journée, pour 5 grains carbonés de tailles  $a$  variant entre 1.25 nm à 20 nm, soumis a ) à la moyenne locale du champ de rayonnement (LIRSF,  $U=1$ ), b) 100 fois plus intense ( $100 \times IRSF$ ,  $U=100$ ), pour chaque cas le temps moyen  $T_{abs}$  entre 2 absorption de photon est indiqué (figure extraite de Draine (2009)).

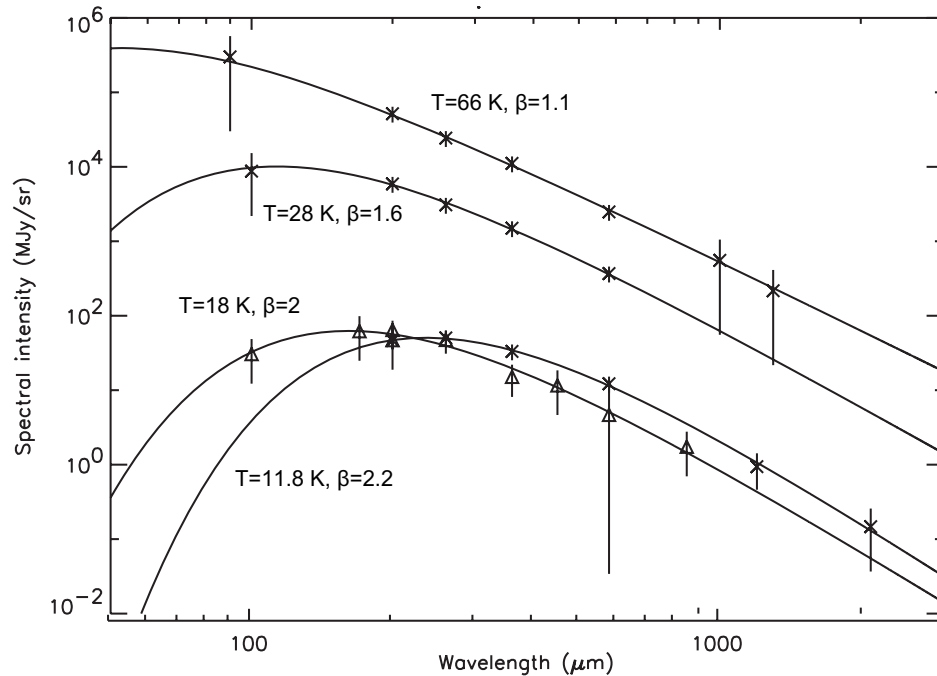


FIGURE I.8: Spectres de grains de poussières mesurés dans deux nuages d'Orion et dans la nébuleuse Messier 17 (croix) ainsi que dans la galaxie NGC891 (triangles). Les données sont ajustées par une loi de corps noir modifiée (figure extraite de Dupac et al. (2003)).

Les gros grains et les petits grains sont souvent appelés respectivement poussières froides et poussières chaudes. La température d'émission des grains est cependant très dépendante du champ de rayonnement auxquels ils sont soumis. La température des petits grains peut ainsi momentanément être plus grande que celle des gros grains, mais elle est la plupart du temps plus faible que celle des gros grains (figure I.7).

Une des expériences dédiées à l'étude des propriétés locales des grains de poussières, a été le projet PRONAOS (PROgramme NATIONAL d'Observations Submillimétriques). Les données issues de cet instrument embarqué sous ballon stratosphérique, ont permis de contraindre les propriétés de diverses sources d'émission dans le domaine submillimétrique (200, 260, 360 et 580  $\mu\text{m}$ ), avec une résolution angulaire de 3.5' à 580  $\mu\text{m}$  (vol effectué en 1996).

Les spectres de poussières mesurés dans notre Galaxie (nuages d'Orion et M17) ainsi que dans la galaxie NGC 891 sont présentés sur la figure I.8, ajustés par une loi de corps noir modifiée. Des températures d'équilibre comprises entre 11 et 80 K ont été observées.

Les résultats obtenus avec cette expérience ont également montré une anti corrélation entre l'indice spectral et la température d'équilibre des gros grains (figure I.9). Les bas indices spectraux, de l'ordre de 0.8 à 1.6, ont été relevés dans les régions chaudes (35-80 K) tel les zones de formation d'étoiles (Orion, Messier 17, Cygnus B). Les valeurs élevées des indices spectraux, variant de 1.6 à 2.4, ont été obtenues

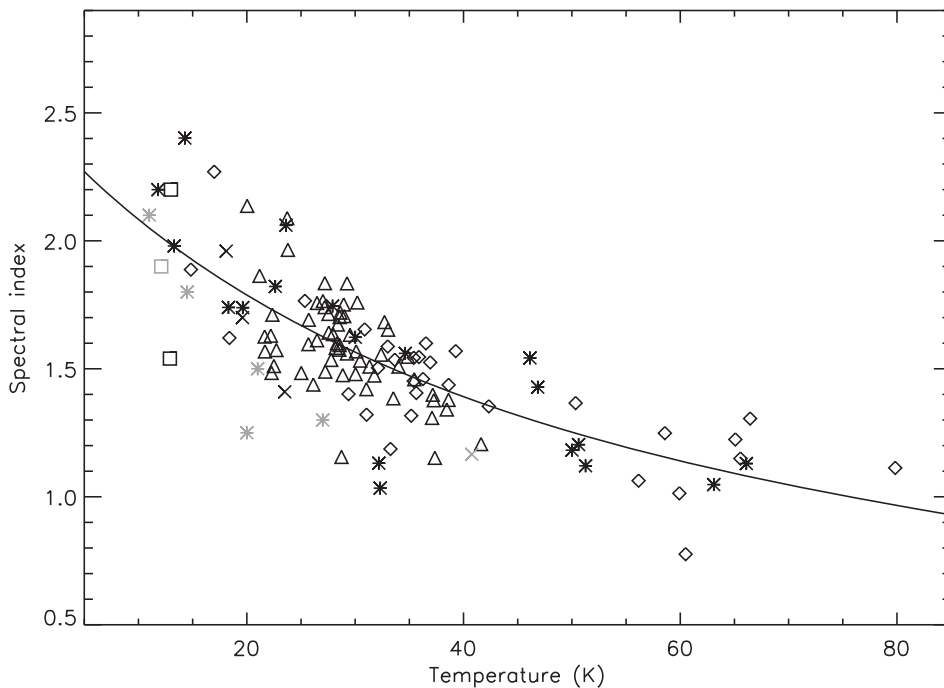


FIGURE I.9: Indice spectral en fonction de la température pour différentes régions du milieu interstellaire (figure extraite de Dupac et al. (2003)) : Orion (astérisques noirs), Messier 17 (diamants), Cygnus (triangles),  $\rho$  Ophiuchi (astérisques gris), Polaris (carrés noirs), Northern Coal Sack (croix grises) et la galaxie NGC 891 (croix noires).

dans les régions froides (11-20 K) comme les nuages diffus (Polaris). Ces résultats ont depuis été confirmés pour les coeurs froids détectés par l'expérience Planck.

Plusieurs hypothèses ont été formulées pour expliquer cette dépendance entre l'émissivité et la température des grains tel une variation de la taille des grains en fonction de la densité des milieux ou une modification de la composition chimique en fonction de la température environnante...

### I.1.3 Interaction avec le champ magnétique

L'intensité du champ magnétique dans le milieu interstellaire est environ 10000 fois plus faible que le champ magnétique terrestre, soit quelques  $\mu\text{G}$ . Bien que très faible, il interagit avec le milieu interstellaire et en particulier avec les grains de poussières.

Les premières observations de la polarisation du rayonnement stellaire, par les grains de poussières, ont été effectuées à la fin des années 40 (Hall and Mikesell (1949), Hiltner (1949)). La dépendance alors observée entre le rougissement stellaire et l'émission polarisée était la preuve de la non sphéricité des grains et de leur alignement sur le champ magnétique.

En effet, on suppose que les grains de poussières, alignés sur le champ magnétique suivant leur petit axe et en rotation autour de leur grand axe<sup>4</sup>, se comportent comme un polariseur : ils laissent passer préférentiellement la composante perpendiculaire à leur grand axe (figure I.10 a)). En sortie du nuage de poussières, le rayonnement stellaire transmis, est polarisé linéairement suivant une direction perpendiculaire au champ magnétique.

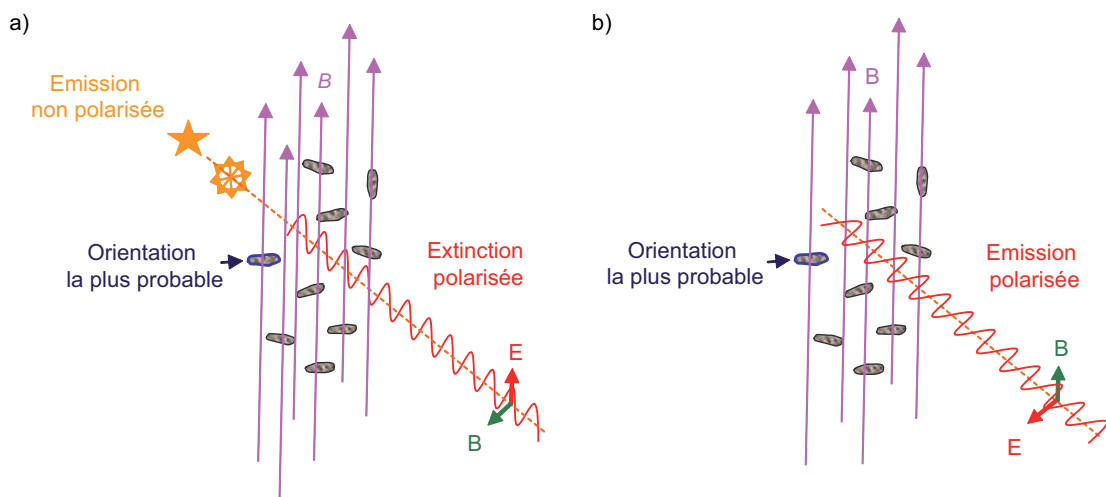


FIGURE I.10: Représentation schématique de la polarisation linéaire respectivement perpendiculaire et parallèle au champ magnétique a) du rayonnement stellaire après absorption par un nuage de poussières, b) par émission thermique des grains de poussières (figures modifiées de A. Goodman, <http://www.cfa.harvard.edu/~agoodman/piv/sld004.htm>).

4. On suppose ici que les grains ont une forme elliptique, d'où les notions de petit et grand axe.

La non-sphéricité des grains de poussières autour du champ magnétique, induit une modulation du flux stellaire transmis. Le flux observable varie ainsi entre deux valeurs extrêmes  $F_{max}$  et  $F_{min}$  dont dépend le degré de polarisation  $P_\lambda$  (%) :

$$P_\lambda = 100 \frac{F_{max}(\lambda) - F_{min}(\lambda)}{F_{max}(\lambda) + F_{min}(\lambda)}. \quad (\text{I.8})$$

Les cartes de l'orientation et du degré de polarisation, présentées sur la figure I.11, ont été obtenues à partir d'une compilation des données disponibles actuellement sur la polarisation dans le domaine visible (Fosalba et al. (2002), données issues du catalogue de Heiles). La carte du haut correspond aux résultats obtenus dans le voisinage solaire (distance < 1 kpc), celle du bas concerne les étoiles plus lointaines (distance > 1 kpc). Le tableau I.1 indique les paramètres stellaires moyens correspondant.

La direction de polarisation est majoritairement orientée sur le plan galactique, montrant l'alignement du champ magnétique avec le plan de la Galaxie. Les plus hauts degrés de polarisation sont obtenus dans le plan galactique : le degré de polarisation étant lié à l'extinction, il est d'autant plus grand que l'épaisseur optique est importante (pour une distribution homogène de grains). Ainsi les étoiles proches ont statistiquement un degré de polarisation et une extinction plus faible que les étoiles plus éloignées (tableau I.1).

La longueur d'onde maximale de polarisation  $\lambda_{max}$  est variable suivant l'étoile observée et se situe typiquement entre 0.4 et 0.8  $\mu\text{m}$ , avec une valeur moyenne de 0.55  $\mu\text{m}$ . Cette dépendance spectrale peut être décrite par la loi de Serkowski, qui dépend uniquement de la longueur d'onde  $\lambda_{max}$  où est observé le maximum de polarisation (Serkowski et al., 1975) :

$$P_\lambda = P_{max} \exp \left[ -K (\ln(\lambda/\lambda_{max}))^2 \right]. \quad (\text{I.9})$$

Le paramètre K a d'abord été considéré constant et égal à 1.5. Cependant des divergences entre cette loi et le degré de polarisation mesuré au delà de 700 nm, ont montré un meilleur ajustement en considérant K comme une fonction affine de  $\lambda_{max}$  (Wiling et al., 1980).

Au delà de 2  $\mu\text{m}$ , la loi de Serkowski ne permet plus l'ajustement des données observées. Le degré de polarisation peut alors être ajusté par une loi de puissance fonction de l'indice spectral  $\beta$ , comme la courbe d'extinction :

$$P_\lambda = P_1 \lambda^{-\beta}, \quad (\text{I.10})$$

où  $P_1$  est une constante dont la valeur dépend de la direction de visée.

Les courbes d'extinction et du degré de polarisation ont ainsi un comportement semblable au delà de 1  $\mu\text{m}$  : les gros grains sont donc à priori de bons polariseurs. Les courbes divergent à courtes longueurs d'onde et il n'y a pas de contrepartie à l'« UV Bump » dans la courbe du degré de polarisation (figure I.12). Cette différence de comportement pourrait s'expliquer par une forme plus arrondie pour les petits grains. Leur orientation changerait alors plus rapidement que celle des gros grains.

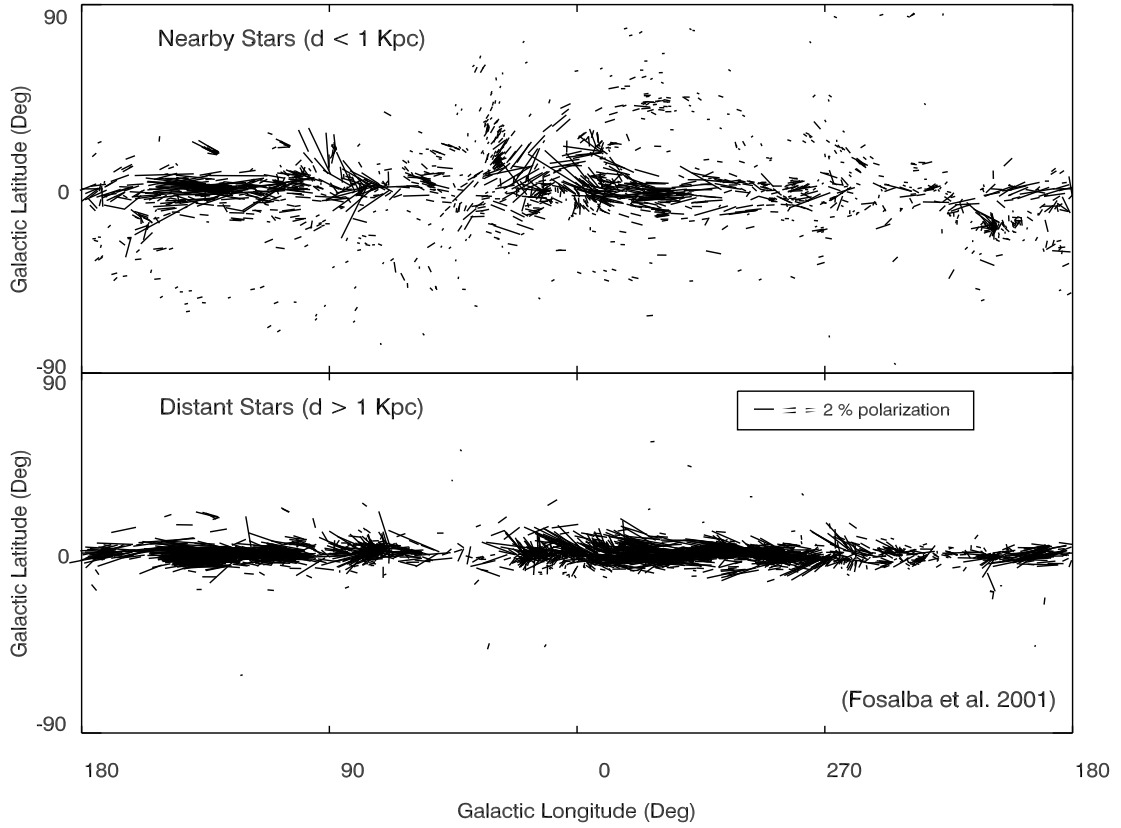


FIGURE I.11: Polarisation de la lumière stellaire pour un échantillon de 5500 étoiles issues du catalogue de Heiles, pour des distances  $d < 1\text{kPc}$  (voisinage galactique) et  $d > 1\text{kPc}$ . La longueur des traits est proportionnelle au degré de polarisation linéaire (figure extraite de Fosalba et al. (2002)).

TABLE I.1: Paramètres stellaires moyens de l'échantillon de 5500 étoiles issues du catalogue de Heiles, séparés en deux catégories : à haute latitude  $|b| > 10^\circ$  et à basse latitude  $|b| < 10^\circ$ . Le chiffre entre parenthèse indique le pourcentage d'étoiles de l'échantillon dans chaque cas (tableau extrait de Fosalba et al. (2002)).

Latitude	Distance	Nombre d'étoiles (%)	P(%)	E(B-V)
Basse latitude	Total	4114(75)	1.69	0.49
	Proches	1451(26)	0.94	0.29
	Lointaines	2663(48)	2.09	0.60
Haute latitude	Total	1399(25)	0.45	0.15
	Proches	1315(24)	0.42	0.14
	Lointaines	84(1)	0.89	0.26

Les gros grains étant majoritairement responsables de la polarisation stellaire, leur émission dans le domaine submillimétrique est polarisée également. La direction de polarisation de l'émission polarisée peut ainsi être déduite des observations effectuées à courtes longueurs d'onde. Le rayonnement émis est généré préférentiellement suivant le grand axe des grains de poussières, d'où une polarisation linéaire parallèle au champ magnétique et perpendiculaire au rayonnement polarisé transmis (figure I.10).

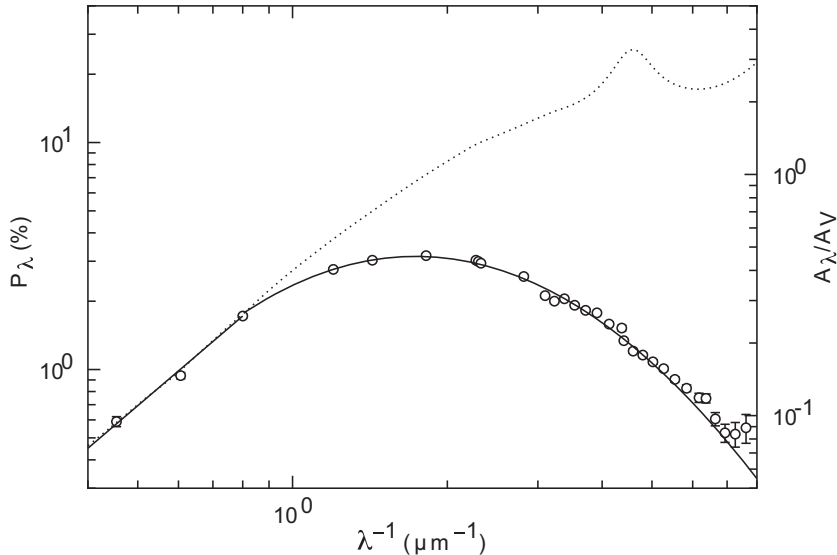


FIGURE I.12: Comparaison des courbes d'extinction et du degré de polarisation de l'étoile HD99872 : les cercles correspondent aux données mesurées sur l'étoile HD99872, les lignes en pointillés et en continue représentent respectivement l'ajustement de la courbe d'extinction et du degré de polarisation (Whittet, 2004).

#### I.1.4 Impact sur le traitement des données cosmologiques

La théorie du Big Bang, aujourd'hui communément admise, décrit l'évolution de l'Univers. Selon ce modèle, il y a environ 13.73 milliards d'années, l'Univers était chaud, dense et opaque. L'Univers se dilatant, sa densité et sa température diminue jusqu'à ce qu'il devienne transparent 380000 ans après le Big Bang. Les photons commencent à se propager librement : c'est la première lumière de l'Univers observable aujourd'hui encore appelé fond diffus cosmologique (ou CMB), issue du découplage des photons et de la matière. L'Univers a depuis poursuivi son expansion, puis les galaxies, les étoiles et les planètes se sont formées (figure I.13).

Les premières observations confortant cette théorie ont été effectuées par Edwin Hubble, dans les années 1920. Il démontre dans un premier temps que l'Univers est plus vaste qu'on ne le pensait et qu'il existe d'autres galaxies que la Voie Lactée. Puis il constate que plus une galaxie est éloignée, plus son spectre d'émission se décale vers le rouge. Il établit ainsi une relation de proportionnalité entre vitesse d'éloignement des galaxies et distance à la Terre (Hubble, 1929). La loi de Hubble exprime par conséquent le phénomène de « fuite des galaxies » et est une des preuves de l'expansion de l'Univers :

$$v = H_0 d, \quad (\text{I.11})$$

où  $H_0$  est la constante de Hubble,  $d$  la distance,  $v$  la vitesse de récession apparente.

Le modèle du Big Bang prédit également que l'Univers est homogène et isotrope à grande échelle. Les propriétés physiques de ce rayonnement sont donc invariantes suivant la direction et la position d'observation. Du fait de l'équilibre entre rayonnement et matière, son spectre est celui d'un corps noir dont la température d'équilibre est aujourd'hui proche du zéro absolu (eq. I.7).

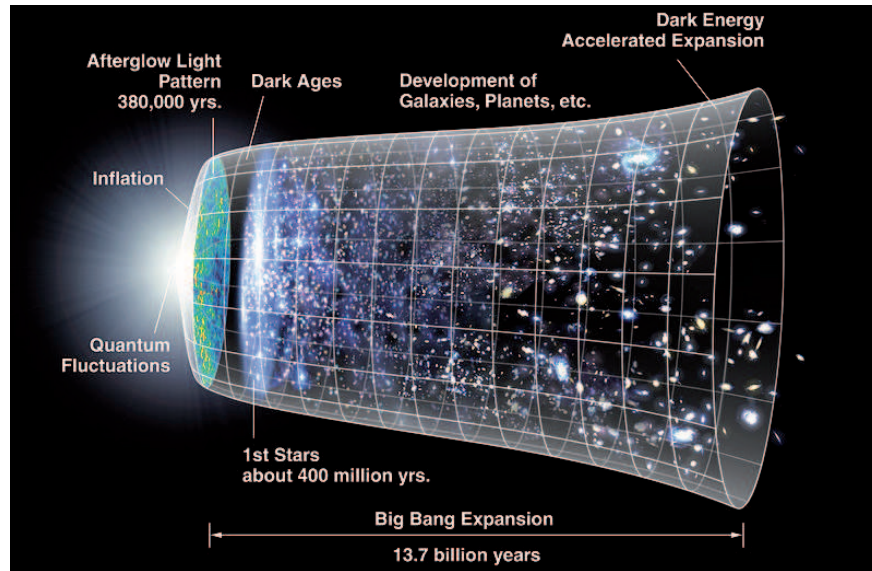


FIGURE I.13: Représentation schématique de la théorie du Big Bang (Crédit : NASA).

La première mesure de cette propriété est généralement attribuée à deux ingénieurs des laboratoires Bell, Arno Penzias et Robert Wilson<sup>5</sup>. Ils utilisent une antenne, dont l'objectif premier était de démontrer la faisabilité d'un système de télécommunication micro onde par satellite, pour effectuer des mesures d'intensité du rayonnement de la Galaxie à haute latitude. Ils relèvent une composante, dont l'amplitude est constante quelque soit la direction de visée de l'antenne et qui ne peut s'expliquer par le bruit induit par l'instrument. Deux articles sont publiés en 1965. Le premier, écrit par les deux ingénieurs décrit la mesure effectuées (Penzias and Wilson, 1965). Le deuxième donne une première évaluation de la température du rayonnement fossile, estimé à  $3.5 \pm 1$  K (Dicke et al., 1965).

Le CMB, bien que particulièrement isotrope, présente de faibles inhomogénéités. Ces minuscules variations de température, observées telles que lors du découplage matière-rayonnement, seraient la signature des structures de matière aujourd'hui observables, comme les Galaxies et les amas de Galaxies. Une limite haute de ces variations de température est estimée pour la première fois grâce à l'expérience Relikt1, premier satellite dédié à l'étude du fond diffus cosmologique, lancé en 1983 (Klypin et al., 1987).

5. Dix ans plus tôt, Emile Leroux, chercheur à l'Ecole Normale Supérieure (ENS), avait mesuré cette même propriété. Il n'a cependant pas publié ces travaux, ni fait le lien avec le rayonnement fossile.



Les résultats du satellite COBE, confirment en 1990 les observations effectuées par le satellite Relikt1. Les résultats obtenus avec l'instrument FIRAS montrent que le spectre d'émission du rayonnement fossile suit une loi de corps noir à la température de  $2.725 \pm 0.002$  K, avec un pic d'émission situé à 150 GHz, soit 3 mm (figure I.14). L'instrument DMR mesure les variations de température entre différentes régions du ciel. Il est ainsi démontré que les inhomogénéités sont de l'ordre de  $10^{-5}$  (figure I.15).

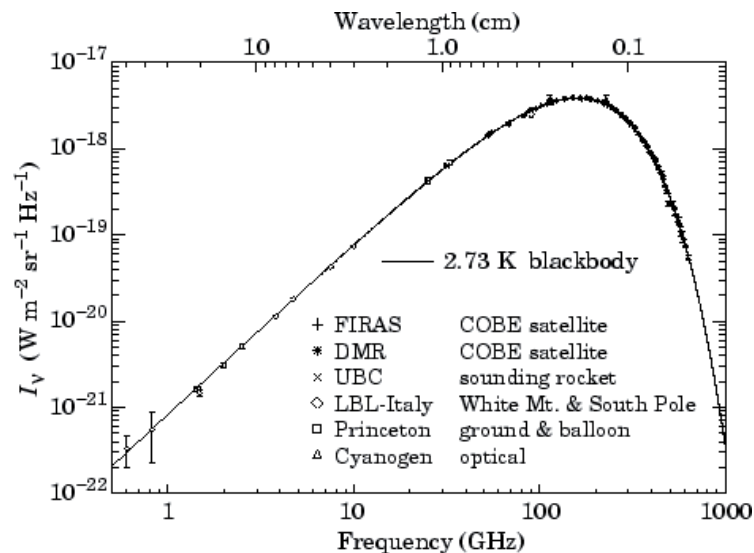


FIGURE I.14: Spectre mesuré par les instrument FIRAS et DMR, ajusté par le spectre d'un corps noir à 2.73 K (Crédit : CMB Astrophysics Research Program).

Une autre propriété de ce rayonnement est qu'il est faiblement polarisé. Les variations de densité (sous-densité ou sur-densité) entraînent des mouvements de matière qui forment les asymétries nécessaires à la naissance de la polarisation (figure I.16). L'étude de cette polarisation (modes E) permet donc de mieux comprendre les mouvements de matière au moment du découplage. Ce signal polarisé, environ 10 fois plus faible que le signal total, a été mesuré par l'expérience DASI<sup>6</sup> (Leitch et al., 2002) puis par le satellite WMAP<sup>7</sup>, 2<sup>ème</sup> génération de satellite dédié à l'étude du CMB, en fonction pendant 10 ans (figure I.15).

La compression induite par le passage d'une onde gravitationnelle produit elle aussi des anisotropies qui polarisent une partie des photons du rayonnement fossile (figure I.16). La détection de cette polarisation (modes B), permettrait d'obtenir des informations sur l'état de l'Univers lors de ses premières fractions de seconde. Ce signal serait au moins 100 fois plus faible que le signal total et pourrait être détecté par le satellite Planck (3<sup>ème</sup> génération de satellite dédié à l'étude du CMB, en fonction depuis 3 ans).

Le fond diffus cosmologique n'est pas le seul rayonnement observable dans le domaine millimétrique et submillimétrique. Des sources de rayonnement galactiques et extragalactiques se superposent au rayonnement fossile dans cette gamme de longueur d'onde et constituent les avant plans cosmologiques (figure I.17). A l'échelle

6. Degree Angular Scale Interferometer

7. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

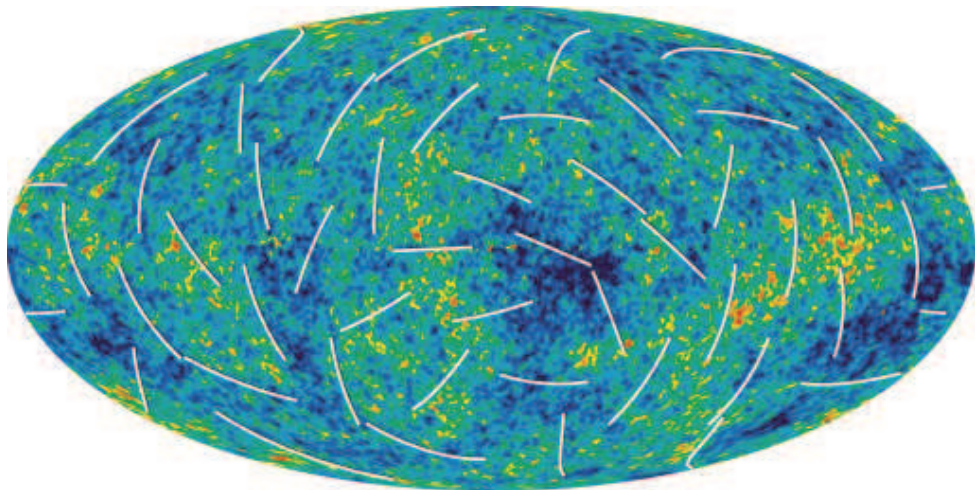


FIGURE I.15: Carte d'anisotropie et direction de polarisation (traits blancs) (données WMAP, crédit : NASA).

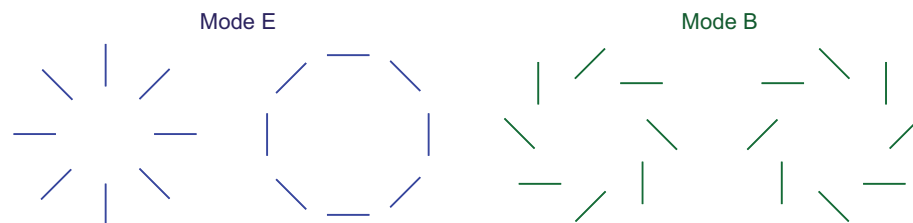


FIGURE I.16: Figures de polarisation : modes E, la matière se déplace en provoquant des sous ou sur densité ; mode B, la matière est déformée au passage d'une onde gravitationnelle (figure extraite de Ponthieu (2003)).

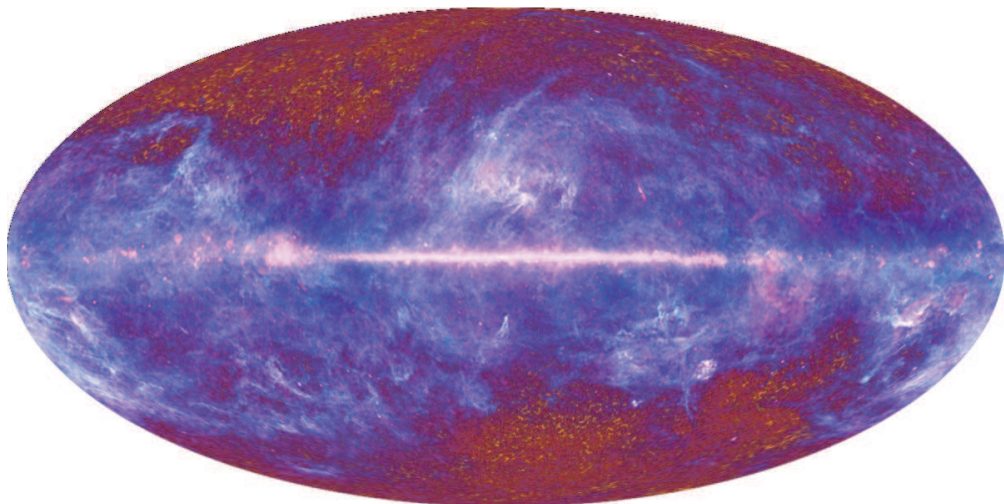


FIGURE I.17: Image composite du ciel obtenue avec les données du satellite PLANCK, en coordonnées galactiques, pour une gamme de fréquence de 30 à 857 GHz (soit de  $350 \mu\text{m}$  à 10 mm). A basse latitude, c'est l'émission du gaz et de la poussière de la Galaxie qui domine. A haute latitude, l'émission des avants plans étant plus faible, la structure granuleuse du rayonnement fossile est visible (Crédit : ESA / HFI / LFI).

de la Galaxie, les principales sources d'émission sont le rayonnement synchrotron, le bremsstrahlung ou émission free-free et l'émission des poussières du milieu interstellaire.

Le rayonnement synchrotron est produit par des particules chargées relativistes. Elles circulent autour des lignes de champs magnétique et émettent un rayonnement polarisé dont la fréquence est proportionnelle au carré de l'intensité du champ magnétique le long duquel elles se déplacent. La position du pic de cette émission, bien que dépendante de l'énergie des particules, se situe généralement dans le domaine radio. Ces jets de matière hautement énergétique peuvent notamment être produit par des étoiles ou des galaxies.

Le bremsstrahlung désigne quant à lui le rayonnement de freinage des particules chargées en interaction avec d'autres particules chargées. Ce rayonnement se produit dans des milieux ionisés (nuage d'hydrogène). Il est également appelé rayonnement « free-free » car la particule chargée est libre avant et après interaction avec le milieu.

La dépendance spectrale des avant-plans galactiques pour une région typique à haute latitude, est représentée sur la figure I.18. Jusqu'à 20 GHz, c'est l'émission synchrotron et free free qui dominent le spectre du CMB. Les poussières constituent l'avant plan le plus émissif au delà de 50 GHz et domine le rayonnement fossile pour des fréquences supérieures à 150 GHz. La gamme sur laquelle le CMB est le plus intense est ainsi masquée par le rayonnement des grains de poussières. La connaissance des propriétés des avant plans et plus particulièrement de l'émission polarisée des poussières est par conséquent indispensable pour le traitement des données cosmologiques.

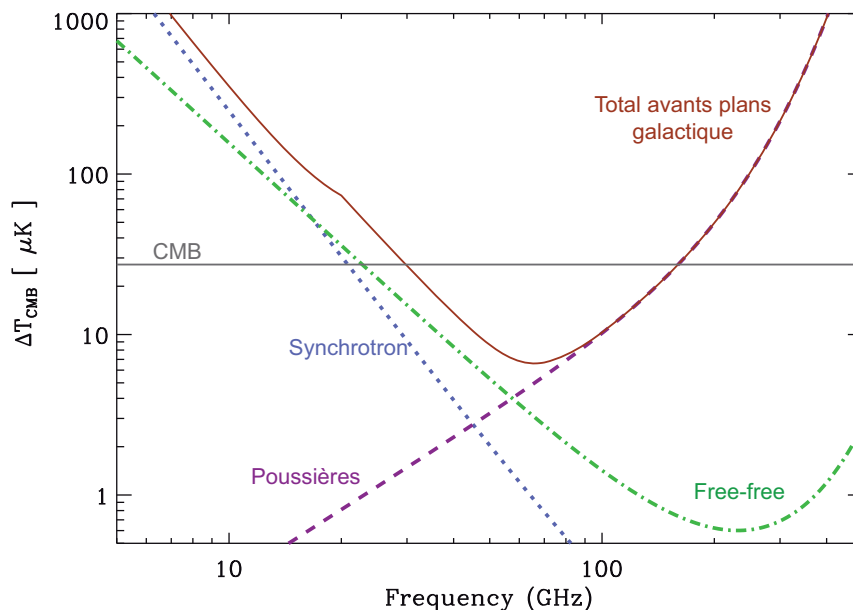


FIGURE I.18: Comparaison relative des fluctuations de température des avant plans galactiques à haute latitude ( $> 20^\circ$ ), les fluctuations du CMB sont représentées par le trait horizontal dont l'ordonnée est égale à  $\Delta T/T_{CMB} = 10^{-5}$  avec  $T_{CMB} = 2.73K$  (figure extraite de Banday et al. (2003)).

### I.1.5 Synthèse

Les grains de poussières absorbent le rayonnement stellaire, principalement dans le domaine UV et visible. L'énergie ainsi absorbée est redistribuée par émission thermique dans le domaine infrarouge. Environ 65 % de cette émission est attribuée aux gros grains, et se produit dans le domaine submillimétrique.

L'alignement des grains de poussières sur le champ magnétique, induit une polarisation du rayonnement transmis et émis par ces poussières. Les données disponibles sur la polarisation stellaire, montrent que ce processus est lié à l'extinction stellaire, avec une forte corrélation dans l'infrarouge proche et le visible, et par conséquent un lien privilégié avec les gros grains. De fait l'émission des gros grains dans le domaine submillimétrique est également polarisée, avec une direction de polarisation perpendiculaire à celle mesurée en extinction à courtes longueurs d'onde.

L'étude de la polarisation stellaire est restreinte au voisinage solaire, les observations étant limitées par l'extinction produite par les poussières. Au contraire, dans le domaine submillimétrique, le milieu est transparent à l'émission des poussières ce qui permet des observations à grandes échelles. L'étude de l'émission polarisée des grains de poussières dans le domaine submillimétrique a ainsi différents objectifs :

- contraindre les propriétés des grains de poussières en émission,
- reconstruire le champ magnétique Galactique à grande échelle et comprendre son rôle dans la formation des grandes structures (planètes, étoiles, galaxies,...)
- participer au traitement des données cosmologiques en apportant une contribution à la connaissance des avant plans cosmologiques.

## I.2 PILOT, observatoire stratosphérique de l'émission polarisée des poussières

PILOT<sup>8</sup> est une expérience dédiée à la mesure de l'émission polarisée des grains de poussières, dans le domaine submillimétrique (deux bandes centrées autour de 240 et 550  $\mu\text{m}$ ). L'atmosphère terrestre étant opaque aux longueurs d'onde d'observation, une altitude minimale de 38 km est nécessaire pour s'affranchir au maximum de l'absorption de l'atmosphère (absorption inférieure à 1 % à cette altitude, figure I.20). Cela permet également de limiter le bruit de fond thermique produit par l'atmosphère. L'expérience PILOT sera ainsi embarquée sous un ballon stratosphérique, d'un volume d'environ 800000  $\text{m}^3$  pour atteindre cette altitude (figure I.19).

L'objectif de cette partie est de présenter le projet PILOT, la stratégie d'observation ainsi que les différents sous systèmes de la charge pointée (Bernard et al. (2007), Engel et al. (2009), Bernard et al. (2010), Bernard (2012)).

---

8. PILOT est un projet ballon du Centre National d'Etudes Spatiales (CNES). L'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP) est maître d'oeuvre de l'instrument scientifique, qui est développé en collaboration avec le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), l'Institut d'astrophysique spatiale (IAS), le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA), l'« European Space Agency »(ESA), les Universités de Cardiff et de la Sapienza.

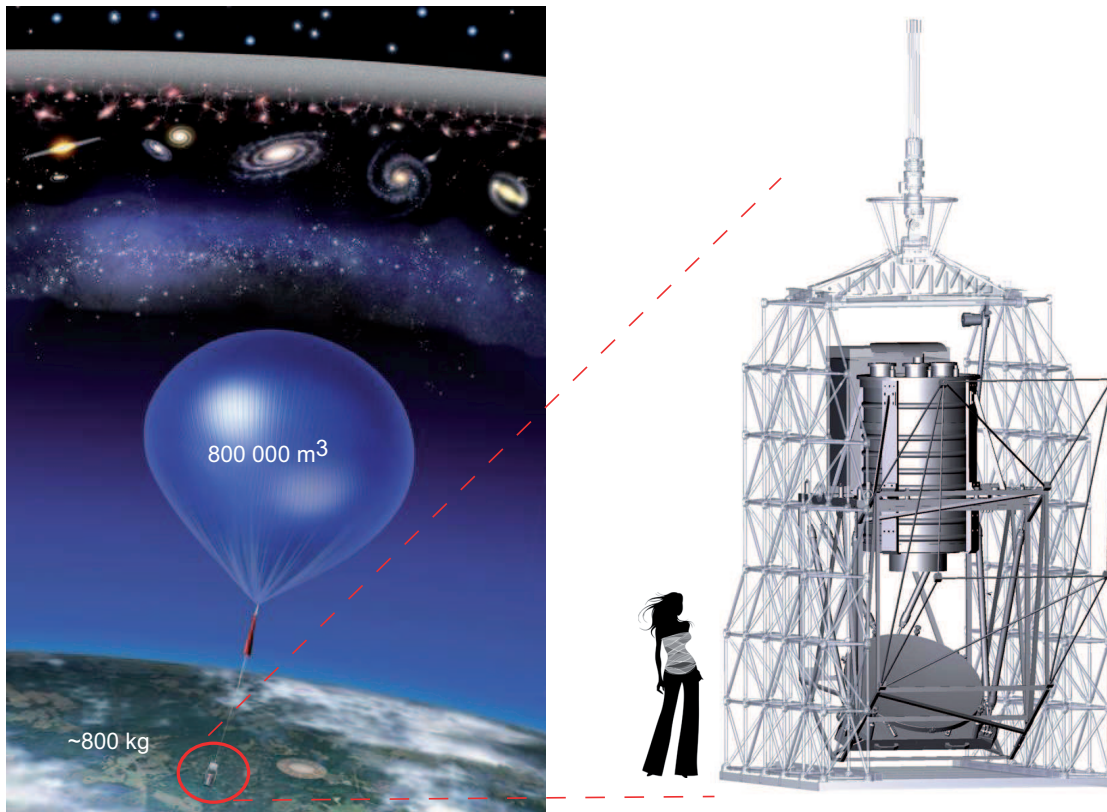


FIGURE I.19: Représentation de l'expérience PILOT embarquée sous ballon stratosphérique et de l'instrument scientifique intégré à la nacelle (image du ballon, Crédit : NASA/ARCADE/Roen Kelly).

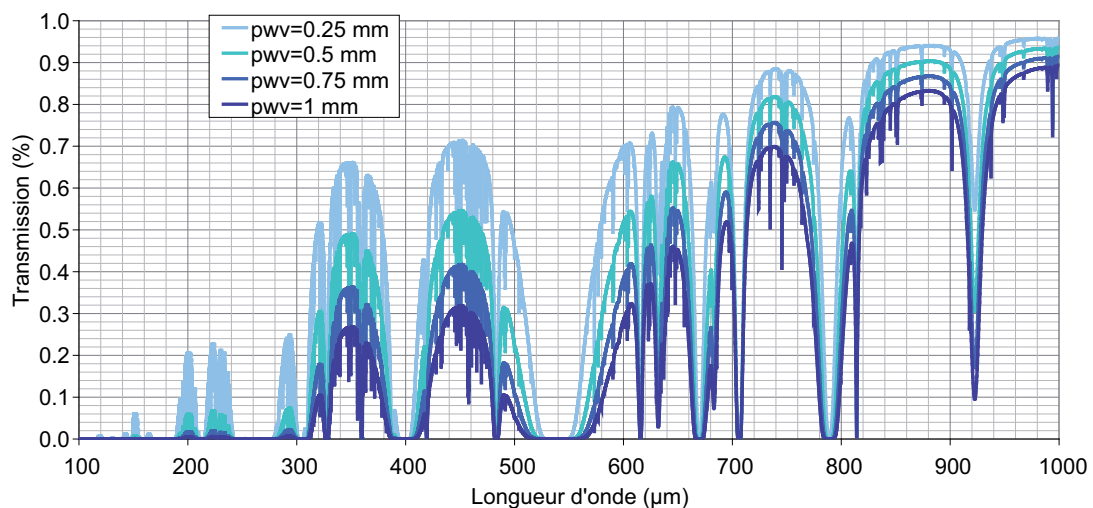


FIGURE I.20: Transmission zénithale de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde au sommet du Mauna Kea, chaque couleur correspond à une quantité de vapeur d'eau précipitable encore appelée pwv pour « Precipitable Water Vapor » (données calculées à partir du modèle de Pardo et al. (2001), <http://www.submm.caltech.edu/cso/weather/atplot.shtml>).

### I.2.1 Objectifs scientifiques

Un des objectif majeur est de contraindre la géométrie du champ magnétique de la Galaxie à grande échelle. Il sera ainsi possible d'étudier les propriétés d'alignement des grains de poussières du milieu interstellaire avec le champ magnétique et plus généralement son rôle dans le cycle de la matière interstellaire, menant notamment à la formation d'étoiles. Dans ce domaine, les résultats attendus seront complémentaires de ceux obtenus avec Planck et Archeops, à plus grandes longueurs d'onde et résolution angulaire (figure I.21). PILOT est également complémentaire d'Herschel, dont les observations sont limitées à des régions plus petites du ciel, et dont les instruments ne permettent pas de mesure de la polarisation.

Le second objectif concerne la compréhension des propriétés des poussières galactiques, constituant des émissions d'avant-plan Galactique pour les missions cosmologiques tel Planck. Il sera ainsi possible de préparer efficacement l'optimisation des futures missions cosmologiques, dont l'objectif principal sera la mesure de la polarisation du fond micro-onde millimétrique (CMB) et en particulier des modes B.

Les relevés effectués conduiront de plus, à la construction d'un catalogue de jeunes étoiles et de galaxies extérieures, qui constituera l'extension sub-millimétrique du « Point Source Catalog » d'IRAS et de Planck.

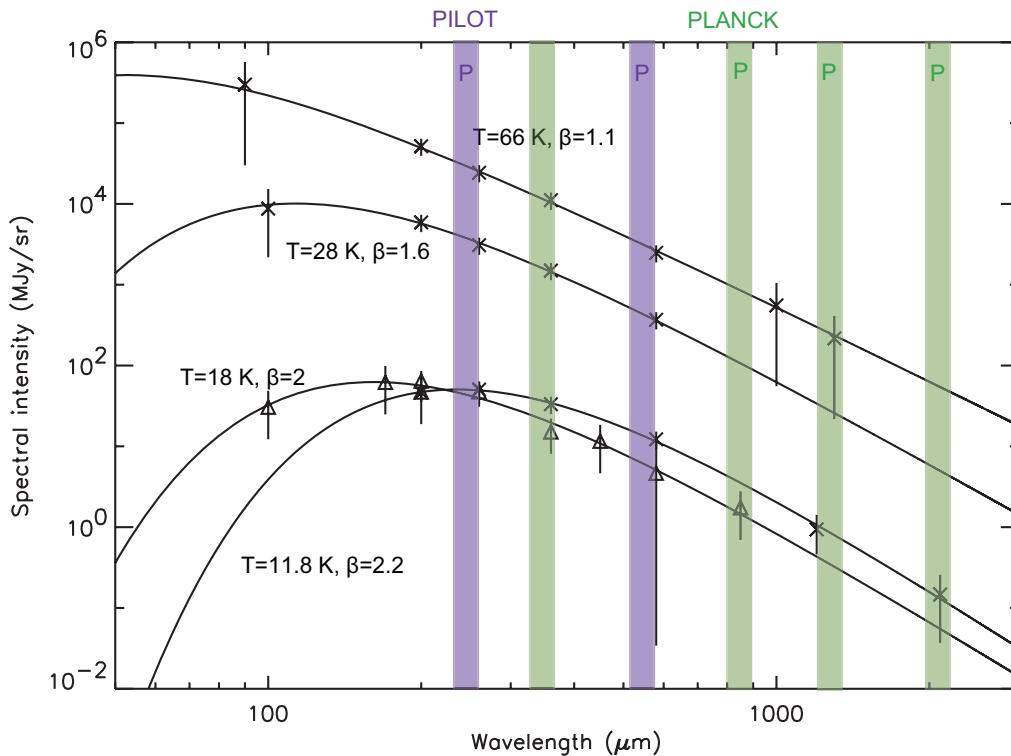


FIGURE I.21: Bandes spectrales observées par PILOT et Planck, superposées aux spectres de grains de poussières mesurés par l'expérience Pronaos, les voies polarisées sont indiquées par la lettre P (figure modifiée à partir de Dupac et al. (2003), la voie à 550 μm correspond également à une voie non polarisée de l'instrument Planck).

## I.2.2 Concept instrumental

Pour répondre aux objectifs scientifiques, l'instrument est conçu de façon à respecter les spécificités suivantes.

Les données obtenues avec l'instrument devant être comparées en intensité avec les données IRAS et en polarisation avec les données Planck, le système optique est conçu de manière à obtenir une résolution angulaire  $\leq 3.50'$ .

Pour atteindre la sensibilité nécessaire à la détection du signal polarisé, ne représentant que quelques % du signal en intensité, le plan focal de l'instrument est équipé de matrices de bolomètres refroidies à 300 mK, avec une sensibilité NEP de l'ordre de  $10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Une source interne d'étalonnage permettra de mesurer les dérives temporelles de la réponse des détecteurs pendant le vol. De plus, le système optique est optimisé de façon à minimiser la polarisation instrumentale.

L'instrument est équipé de deux bandes photométriques, centrées autour de 240 et 550  $\mu\text{m}$  pour permettre la détection des variations de propriétés du signal polarisé en fonction de la longueur d'onde.

La structure mécanique et le système optique sont conçues de manière à minimiser les déformations sous conditions d'environnement (gravité, effets thermo-élastique) et les lumières parasites.

Enfin l'électronique associée, permet d'assurer la lecture des détecteurs, le rapatriement des données en temps quasi réel ainsi que la gestion des servitudes.

Le tableau I.2 récapitule les principales caractéristiques de l'instrument.

## I.2.3 Principe de mesure

La collection du signal astrophysique est assurée par un télescope de type Gregory hors axe. Un système ré-imageur, couplé au télescope permet l'obtention de l'image de la portion du ciel observée, sur les deux plans focaux (figure II.1).

La mesure de l'état de polarisation est effectuée à l'aide d'une lame demi-onde et d'un polariseur à grille. Ces composants permettent respectivement de modifier l'orientation de l'état de polarisation du faisceau incident et de le séparer en deux faisceaux d'états de polarisation orthogonaux. Au moins deux positions de la lame demi-onde sont ainsi nécessaires à la détermination des paramètres de Stokes I, Q et U (cf. IV.1.2.2, figure IV.1). Afin de limiter l'émission thermique de l'instrument, seul le miroir primaire est à température ambiante. Les autres éléments optiques sont intégrés dans un cryostat, permettant un refroidissement à 3 K par un bain d'hélium liquide, et sont par conséquent appelées optiques froides (figure II.1). Le cryostat ainsi que l'ensemble des éléments qu'il contient (optique, électronique, mécanique,...) est appelé photomètre.

Une description détaillée du système optique et de ses caractéristiques est donnée en II.1.1.

TABLE I.2: Principales caractéristiques de l'instrument PILOT. La dernière ligne du tableau indique la performance à  $3\sigma$  dans les deux modes extrêmes correspondant respectivement à une vitesse de scan de  $10^\circ/h$  et  $300^\circ/h$  (Bernard et al., 2007).

Détecteurs	Matrices de bolomètres (CEA-LETI)	
Température des détecteurs	300 mK	
Champ de vue	$1^\circ \times 0.8^\circ$	
Stratégie de balayage	$[10 - 300]^\circ/h$	
Longueur d'onde	240 $\mu\text{m}$	550 $\mu\text{m}$
Fréquence	1250 GHz	545 GHz
Nombre de pixels	1024	1024
Bruit de fond instrumental	66 pW	5 pW
$NEP_{\text{détecteurs}}$	$2.10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$	$2.10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$
$NEP_{\text{photons}}$	$3.3.10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$	$6.10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$
$NEP_{\text{total}}$	$3.86.10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$	$2.09.10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$
Résolution (FWHM)	1.44'	3.29'
Sensibilité ( $3\sigma$ à $3.5'$ )	[0.26-1.44]MJy/sr	[0.41-2.22]MJy/sr

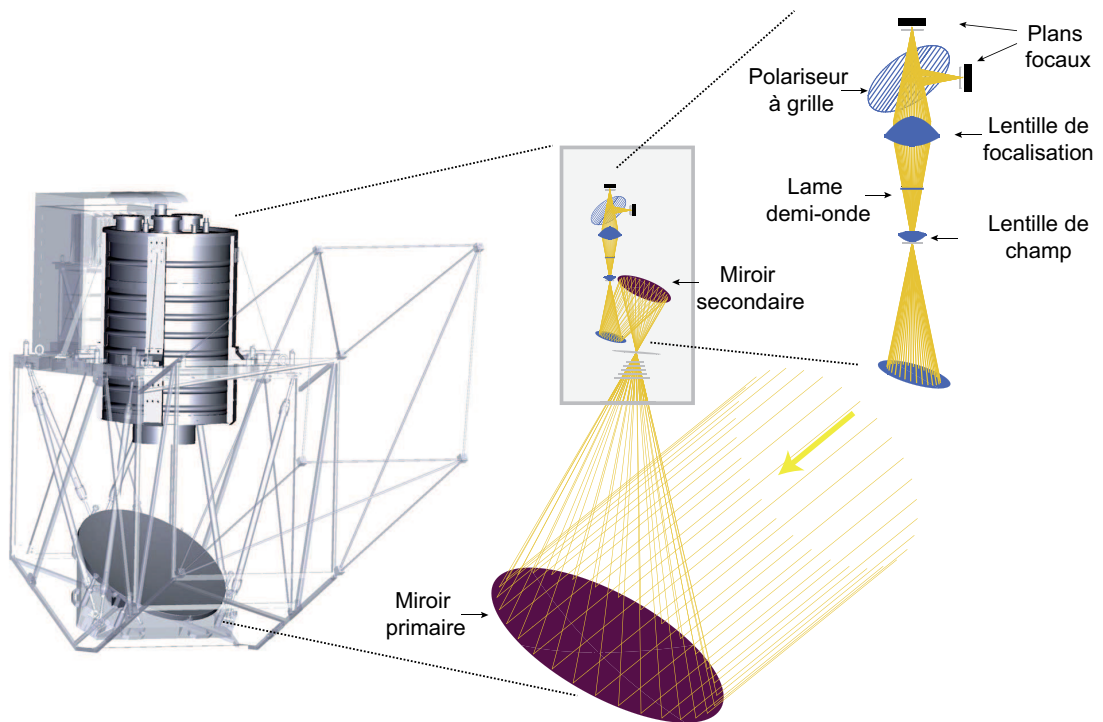


FIGURE I.22: Représentation schématique du système optique PILOT.



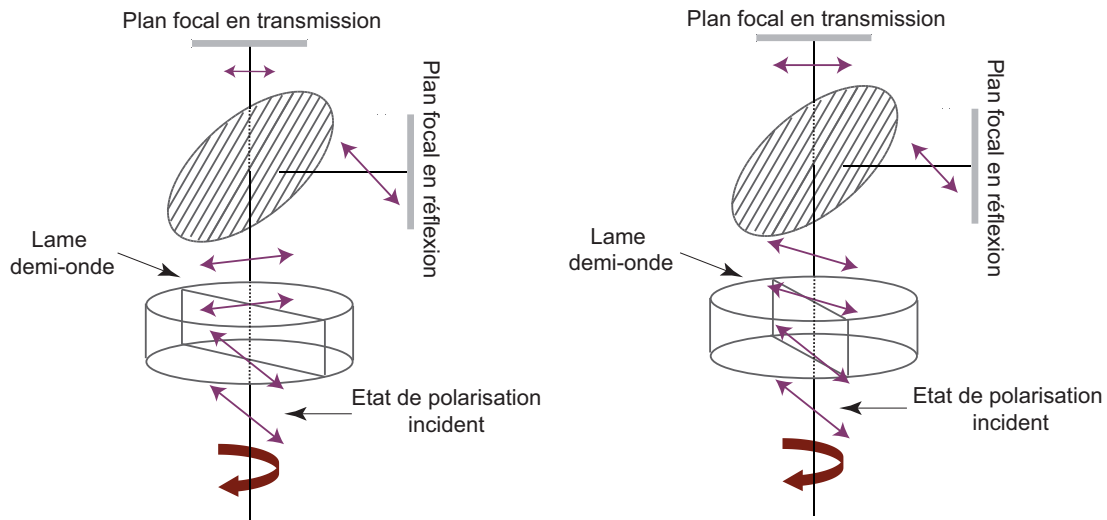


FIGURE I.23: Représentation schématique du principe de mesure de l'instrument PILOT, reposant sur la rotation de la lame et la sélection de deux états orthogonaux par la grille séparatrice.

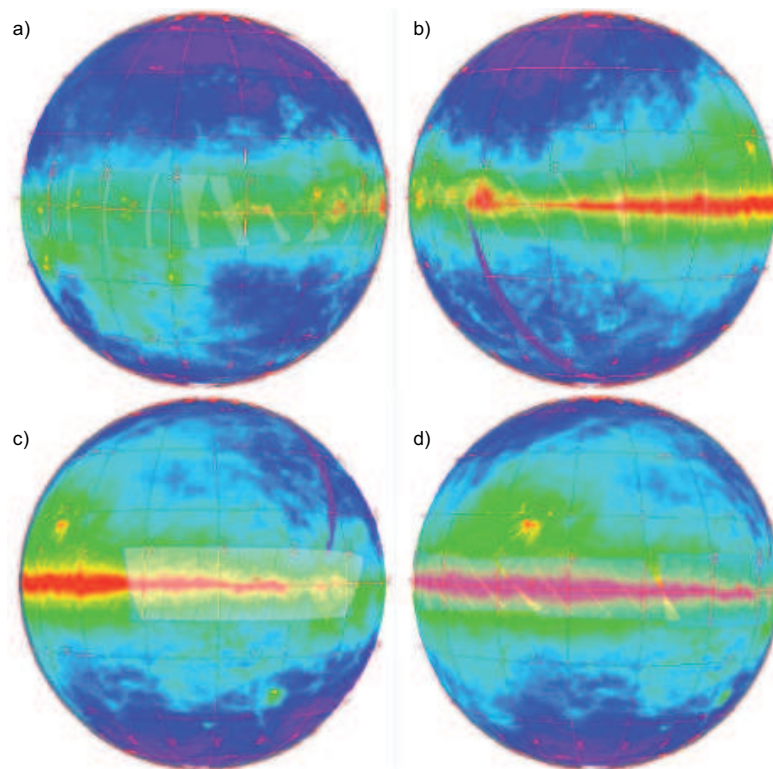


FIGURE I.24: Couverture du ciel superposée aux cartes d'émission de la galaxie, a) couverture depuis Kiruna en Suède ( $80^\circ \leq l \leq 220^\circ$ ), b) couverture depuis Trapani en Sicile ( $5^\circ \leq l \leq 100^\circ$ ), c) couverture depuis Alice Springs en Australie ( $250^\circ \leq l \leq 330^\circ$ ), d) couverture depuis Sao Jose Dos Campos au Brésil ( $-90^\circ \leq l \leq 40^\circ$ ).

### I.2.4 Stratégie d'observation

La stratégie d'observation consistera à réaliser des cartes du ciel qui concerneront le plan galactique et des régions plus diffuses hors de ce plan (figure I.24).

Pour obtenir une couverture complète du plan galactique, trois vols sont prévus pour une durée d'environ 24 heures chacun, soit une durée de plafond effective d'une vingtaine d'heures par vol. Environ dix heures d'observations seront consacrées à cartographier un tiers du plan galactique. Dix heures supplémentaires permettront de réaliser des sondages profonds hors du plan galactique.

Deux modes d'observation seront utilisés : un mode sondage profond permettant d'atteindre une sensibilité optimale en direction des régions les plus diffuses et un mode relevé systématique permettant de cartographier de grandes régions du ciel, en particulier le long du plan Galactique.

La reconstruction du pointage sera effectuée à l'aide d'un senseur stellaire, avec une précision d'environ  $10''$ , pour des vitesses de balayage pouvant aller jusqu'à  $1.5^\circ/s$  et un champ de vue de  $15^\circ$ . Il sera co-aligné avec la direction de visée de l'instrument.

La stratégie de balayage sur le ciel est présentée sur la figure I.25. La visée est effectuée à élévation constante à l'aide d'un pivot permettant la rotation de l'instrument autour de l'axe de la chaîne de vol (figure I.26). A une élévation donnée, le balayage en azimut est effectuée deux fois de manière à obtenir deux cartes de la même portion du ciel pour deux positions de la lame demi-onde. Puis l'élévation de l'instrument est modifiée à l'aide d'un vérin motorisé avant d'effectuer un nouveau balayage en azimut. Le pivot et le vérin permettent respectivement d'effectuer les changements d'azimut et d'élévation pour former sur le ciel une carte de dimension prédéfinie.

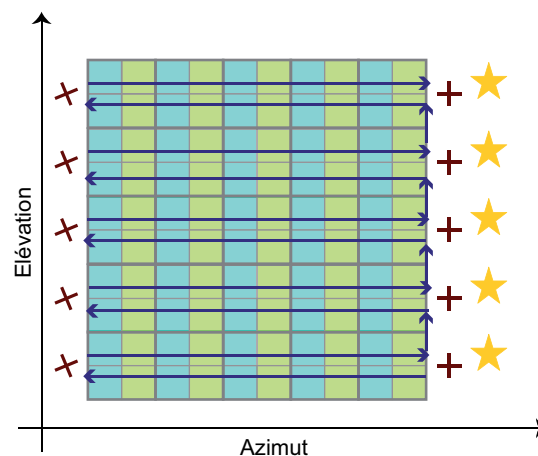


FIGURE I.25: Représentation schématique de la stratégie d'observation : la portion du ciel est explorée deux fois en azimut, une pour chaque position de la lame demi-onde (représentée par la croix), puis la source interne d'étalonnage est allumée avant modification de l'élévation.

Les objectifs scientifiques nécessitent une amplitude de balayage de  $\pm 2^\circ$  pour le mode sondage profond,  $\pm 20^\circ$  pour le mode relevé systématique. L'élévation de la charge pointée s'étend sur une gamme allant de  $20^\circ$  à  $60^\circ$ .

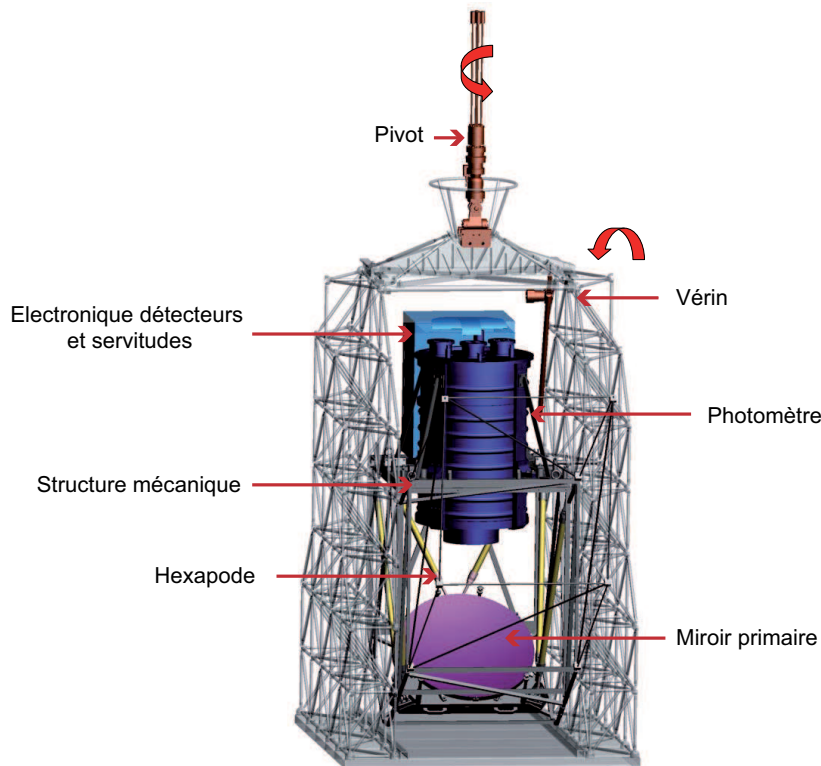


FIGURE I.26: Instrument scientifique intégré à la nacelle permettant des rotations en élévation et en azimut à l'aide respectivement d'un vérin et d'un pivot. Les sous systèmes de la charge pointée comprennent le photomètre, le miroir primaire, la structure mécanique, l'électronique des détecteurs et des servitudes.

## I.2.5 Description de l'instrument

Je présente ici les matrices de bolomètre, la source interne d'étalonnage, les systèmes de refroidissement des détecteurs et des optiques, la structure mécanique et l'électronique associée. Le système optique est lui décrit en détail en II.1.1.

### I.2.5.1 Matrices de bolomètres

Le plan focal est composé de 2 blocs de matrices de bolomètres (appelés pixels). Chaque bloc est constitué de 4 matrices de  $16 \times 16$  pixels de  $750 \mu\text{m} \times 750 \mu\text{m}$ , soit une dimension de  $12 \text{ mm}^2$  et un total de 1024 détecteurs par plan focal. Le support mécanique des matrices est maintenu à la température de fonctionnement des détecteurs soit  $300 \text{ mK}$ , à l'aide d'un réfrigérateur  $^3\text{He}$ .

Les éléments unitaires sont des bolomètres ou détecteurs thermiques de rayonnement. Chaque pixel est recouvert d'une grille de métal, au centre de laquelle est déposée une thermistance (figure I.27). L'énergie du rayonnement électromagnétique

incident est convertit en chaleur par la grille, dont la température est lue à l'aide de la thermistance. On peut ainsi mesurer les variations d'impédance du détecteur, et donc l'énergie de l'onde électromagnétique incidente.

L'échantillonnage corrélé est effectué au plus près des détecteurs. Il considère le signal de chaque pixel et une tension de référence, ce qui permet de s'affranchir des fluctuations lentes du signal propre à chaque circuit de lecture.

La vitesse de lecture des matrices est de 20 Hz, ce qui fixe la vitesse maximale des explorations sur le ciel de PILOT à  $1.5^\circ/\text{s}$ . La numérisation du signal est réalisée par un boîtier électronique situé à l'extérieur du cryostat.

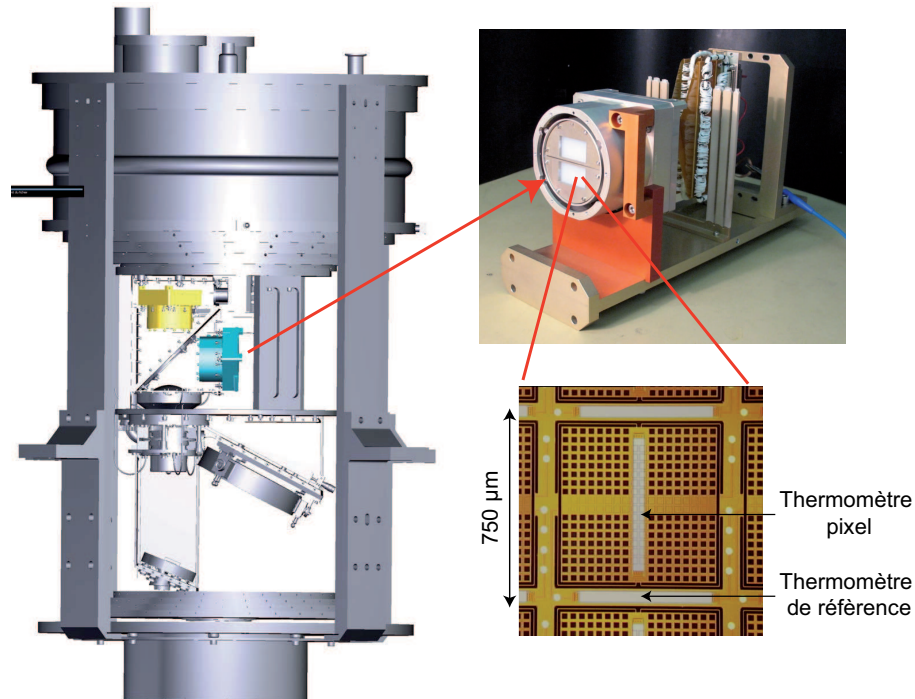


FIGURE I.27: A gauche, blocs matrices intégrés dans le cryostat ; à droite vue sur un bloc détecteur et un pixel (Adaptation pour PILOT des matrices de l'instrument PACS embarquées à bord du satellite Herschel, Reveret et al. (2006)) ; développement CEA/DAPNIA/DSM de Saclay et le CEA/LETI de Grenoble.

### I.2.5.2 Systèmes de refroidissement

Chaque élément de l'instrument, qui se situe dans le faisceau utile ou qui contribue, par réflexion produire des lumières parasites, au signal de fond  $P$  reçu par les détecteurs, fonction de la température  $T_i$  de l'élément  $i$  considéré (Léna, 1996) :

$$P = \int_0^\infty \left[ \sum_{i=1}^N Tr_i(\nu) \times \epsilon_i \times B_\nu(T_i, \nu) \times S_{pix} \Omega \right] d\nu, \quad (\text{I.12})$$

où  $Tr_i(\nu)$  est la transmission optique totale à la fréquence  $\nu$ , de l'élément  $i$  jusqu'au pixel de la matrice,  $\epsilon_i$  l'émissivité de l'élément  $i$ ,  $B_\nu(T_i, \nu)$  la luminance du corps



FIGURE I.28: Cryostat développé par l'Université de la Sapienza.

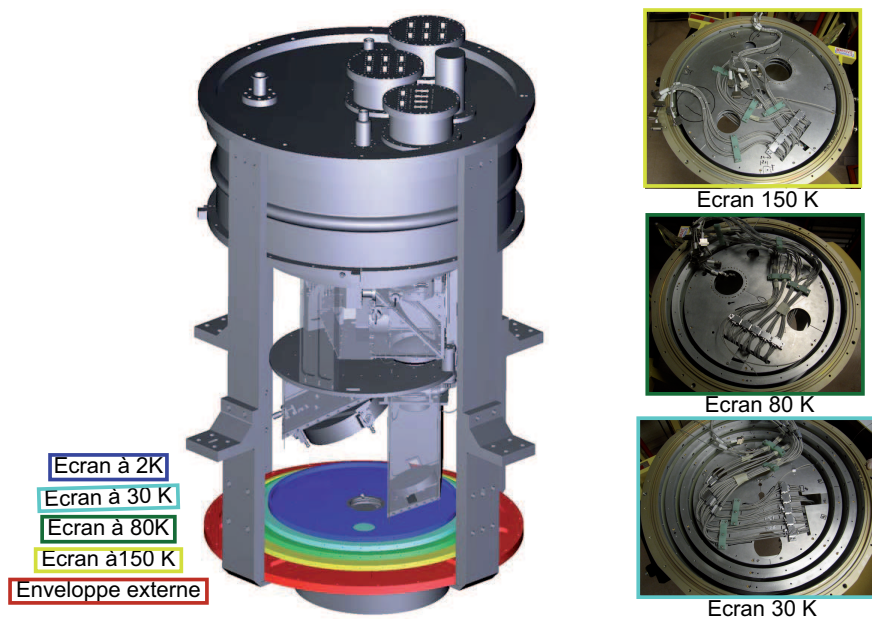


FIGURE I.29: Position des écrans thermiques dont les températures varient entre 150 et 3 K ; photographies des écrans à 150, 80 et 30 K.

noir selon la loi de Planck à la fréquence  $\nu$  pour la température  $T_i$  de l'élément  $i$ ,  $S_{pix}\Omega$  l'étendue géométrique associée à un pixel de la matrice.

Il est ainsi nécessaire de refroidir un maximum d'éléments constituant l'instrument et en particulier les composants optiques. Le cryostat, sans garde d'azote, contient un réservoir  $^4\text{He}$  liquide permettant une autonomie en vol de 24 heures environ (figure I.28). Les optiques froides sont maintenues à une température de 3 K par pompage naturel du bain d'hélium grâce à la faible pression atmosphérique résiduelle. Le réfrigérateur  $^3\text{He}$  (Torre and Chanin, 1985), fonctionnant en cycle fermé, permet de maintenir la température des matrices de bolomètres à des températures de l'ordre de 300 mK. Il est fixé sous le réservoir  $^4\text{He}$  et est du même type que celui qui a été utilisé sur l'expérience PRONAOS (figure I.30).

L'enveloppe du cryostat comprend plusieurs écrans thermiques permettant le refroidissement des filtres optiques, de températures comprises entre 150 et 3 K (figure I.29). Cela permet de limiter le bruit de fond parasite sur les détecteurs et la charge thermique sur le bain d'hélium liquide.

La fenêtre d'entrée du cryostat est positionnée au plus près du foyer du miroir primaire de façon à limiter son diamètre et ainsi le bruit thermique sur les détecteurs. Cette fenêtre sera chauffée pendant la montée du ballon pour éviter la condensation de la vapeur d'eau. Un système de thermométrie permet de contrôler en vol la température des différents éléments.

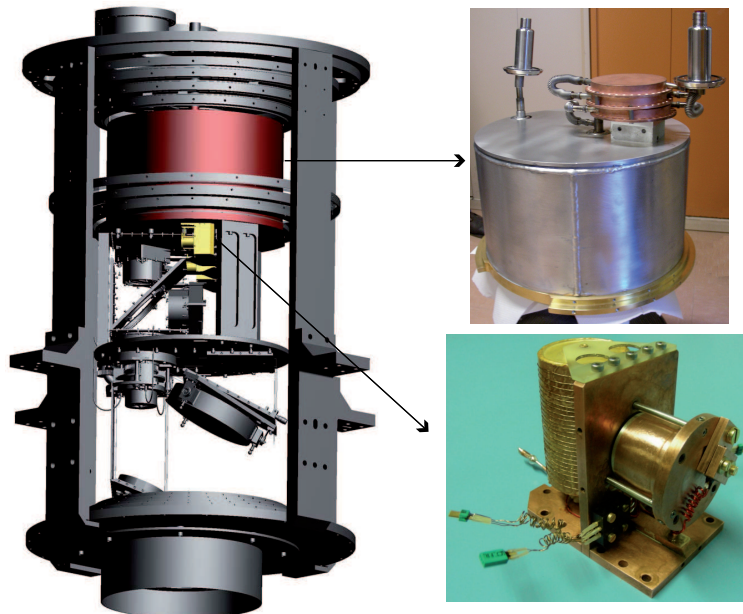


FIGURE I.30: Réservoir  $^4\text{He}$  liquide permettant le refroidissement des optiques froides à 3 K avec une autonomie de 24 H; réfrigérateur  $^3\text{He}$  maintenant les détecteurs à 300 mK.

### I.2.5.3 Source interne d'étalonnage

Une source interne d'étalonnage est intégrée au système optique. Elle est fixée à l'arrière du miroir plan de renvoi et permet d'éclairer l'ensemble des plans focaux

(figure I.31).

Cette source est identique à celle utilisée pour l'instrument SPIRE, embarqué sur Herschel (Hargrave et al., 2006). Elle est constituée d'une source de type bolomètre, chauffée à température contrôlée et rayonnant à travers un tube de lumière traversant le miroir plan (figure I.31). Elle est donc visible pour l'ensemble des bolomètres dans les deux bandes spectrales simultanément. L'éclairement au niveau du plan focal est inhomogène mais de forme parfaitement reproductible d'un allumage de la source au suivant, ce qui permet de mesurer l'évolution temporelle de la réponse des détecteurs pendant le vol.

La température de cette source est ajustable de façon à produire un signal sur les détecteurs du même ordre de grandeur que le signal astrophysique, sans augmentation significative du bruit de fond total.

Etalonnée au sol à l'aide d'un corps noir, avec une précision meilleure que 10 %, cette source servira d'étalon relatif pendant les observations.

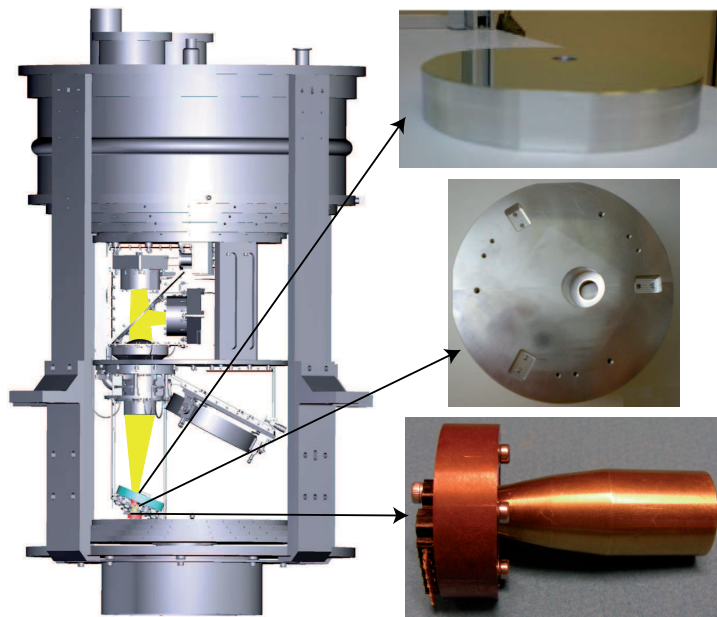


FIGURE I.31: A gauche : source d'étalonnage fixée à l'arrière du miroir plan et rayonnant sur les plans focaux ; à droite : vues sur l'ouverture située près du centre du miroir plan, permettant le passage du cône de lumière issue de la source et source interne équipée de son cône.

#### *1.2.5.4 Structure mécanique*

La structure mécanique de la charge pointée comprend la structure de maintien et du baffle de l'instrument ainsi que le système de réglage du miroir primaire (figure I.32).

La structure de maintien est conçue de façon à conserver l'alignement du photomètre, du miroir primaire et du senseur stellaire pendant les phases de balayages

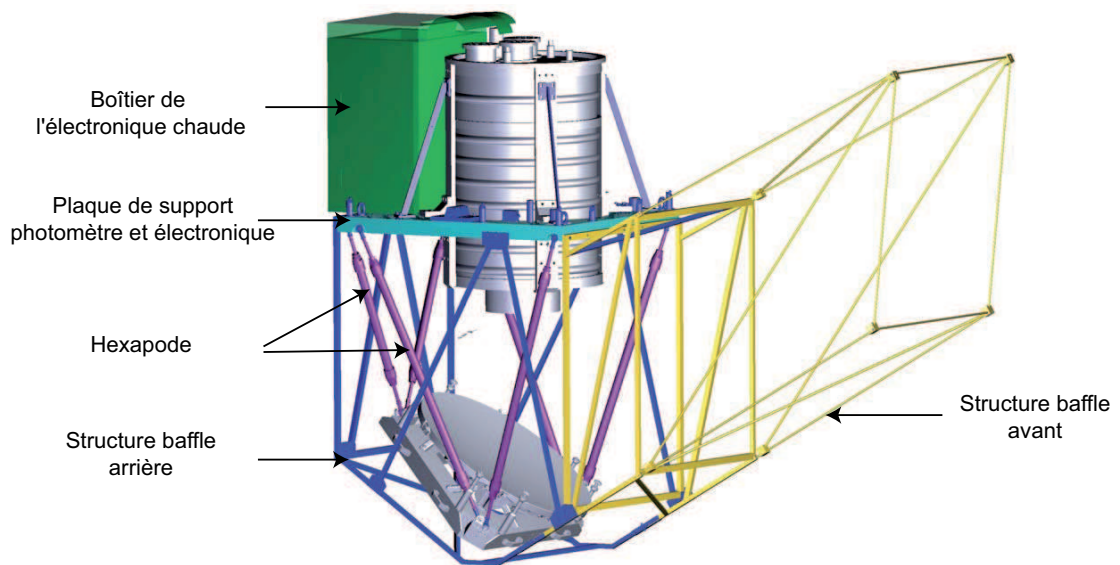


FIGURE I.32: Représentation des différentes fonctions de la structure mécanique : support du photomètre et de l'électronique chaude, réglage du miroir primaire, structure des baffles avant et arrière.

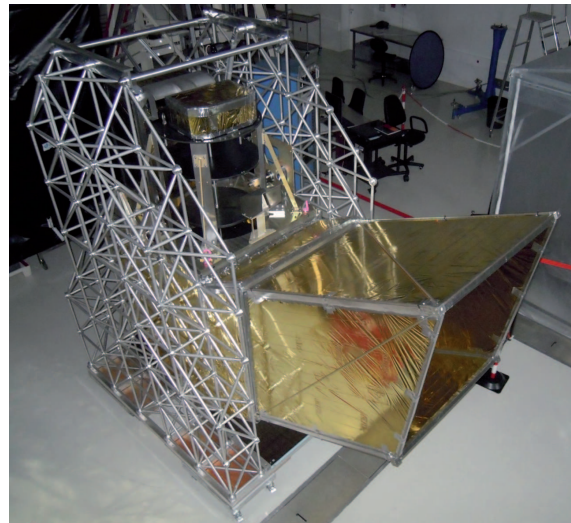
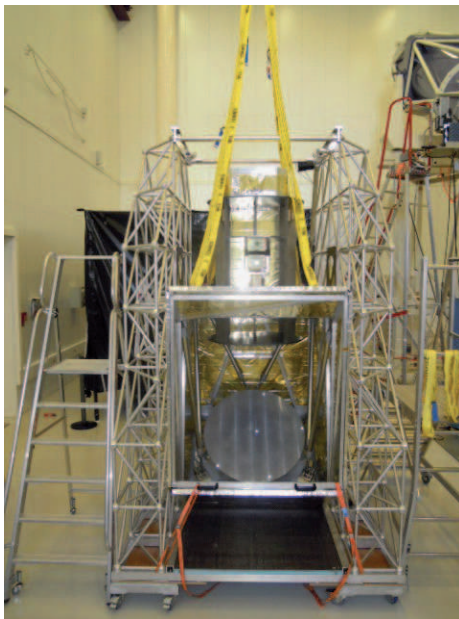


FIGURE I.33: Test d'insertion de la structure mécanique dans la nacelle, la structure est équipée des modèles de masse du photomètre et du miroir primaire.



en tests au sol ou en vol. Cette structure, ossature de la charge pointée, sera intégrée dans la nacelle et orientable par l'axe de rotation en élévation et par le vérin en azimut (figure I.33).

Le système de réglage du miroir primaire est un hexapode à réglage manuel qui permet l'ajustement de la position du miroir suivant six degrés de liberté (en translation et en rotation).

Des modèles de masses et d'encombrement du photomètre et du miroir primaire ont été réalisés. Ces modèles ont été utilisés pour caractériser les déformées de la structure mécanique avant intégration de l'instrument ainsi que pour la préparation des procédures d'intégration de l'instrument.

#### *1.2.5.5 Electronique*

L'électronique de l'instrument est constituée de trois sous systèmes principaux : l'électronique de lecture des détecteurs, située à l'intérieur du cryostat, le calculateur ainsi que l'électronique de lecture des servitudes et des alimentations, situées à l'extérieur du cryostat (figure I.34).

L'électronique de lecture des servitudes et des alimentations permet la lecture des températures cryogéniques (2 K à 77 K) et non cryogéniques (-70 °C et 60 °C). Elle contrôle la source interne d'étalonnage et les servitudes de l'instrument (mesures de courants, tensions, chauffages). Elle commande le mécanisme de rotation de la lame demi-onde et la vanne cryogénique permettant la fermeture ou l'ouverture du réservoir d'hélium. Elle contrôle la mise en marche et l'arrêt des cartes électroniques de servitudes, du calculateur instrument et de l'électronique de lecture des bolomètres.

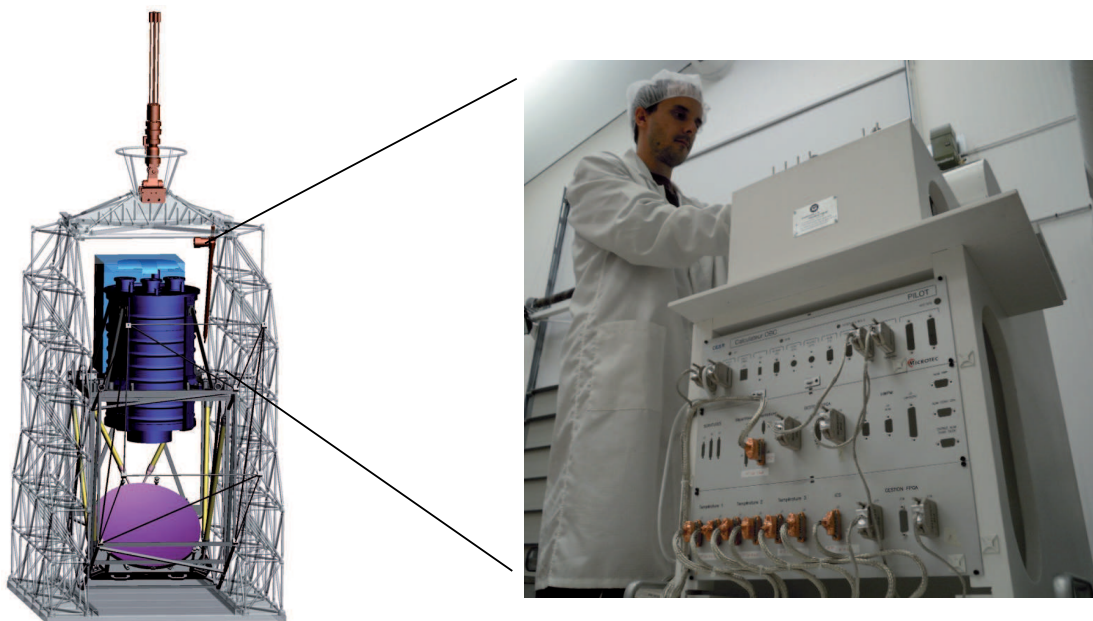


FIGURE I.34: Electronique chaude comprenant le calculateur, l'électronique de lecture des servitudes et des alimentations.

L'électronique de lecture des détecteurs est l'électronique de qualification de l'instrument PACS embarqué sur Herschel (Billot et al., 2006). Elle pilote les 8 matrices de bolomètres et assure des fonctions de servitudes comme la mesure des températures des blocs détecteurs ainsi que le cyclage du réfrigérateur 3He.

Le calculateur instrument assure la lecture, le contrôle, le stockage des données scientifiques et des données de servitude de l'instrument, ainsi que le contrôle des mouvements de la nacelle.

### I.2.6 Intégration et caractérisation de l'instrument

Les composants optiques ont dans un premier temps été caractérisés séparément (cf. III.4 pour la caractérisation du miroir primaire). A partir de ces caractéristiques mesurées, nous avons estimé par modélisation, un positionnement et une orientation optimale pour chaque composant optique.

Les optiques froides ont été intégrées en fonction de ces estimations. Afin de valider l'alignement en conditions réelles, le photomètre va être mis sous vide et refroidi. Sur le photomètre seul, des essais fonctionnels vont être effectués et comprennent des tests : d'imagerie avec couverture spatiale de l'ensemble des détecteurs, de filtrage spectral et de polarimétrie.

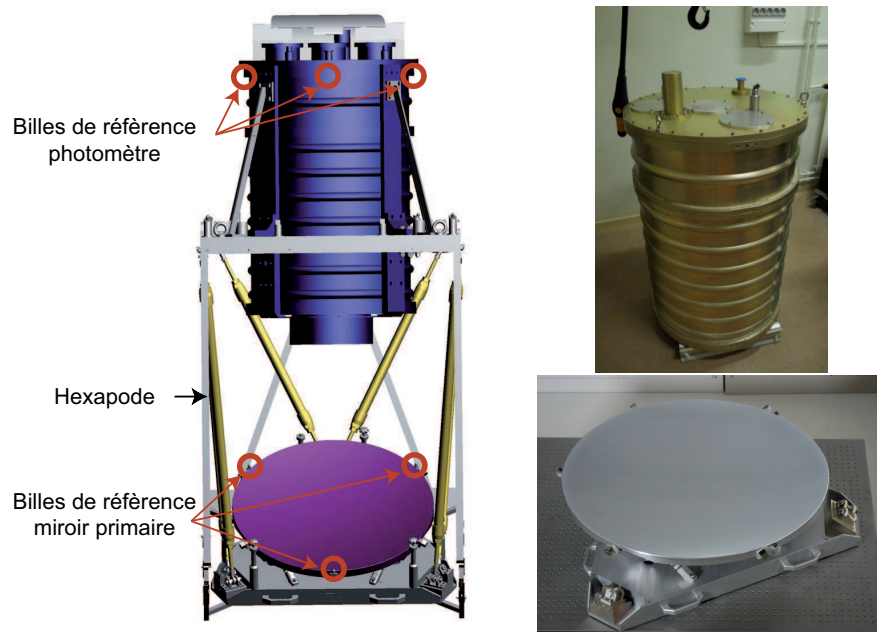


FIGURE I.35: Intégration du miroir primaire et du photomètre dans la structure mécanique, le contrôle de la position relative de ces deux éléments est effectué au moyen de six billes de référence, l'alignement est ajusté à l'aide d'un hexapode.

Après validation des caractéristiques du photomètre seul, une étape essentielle consistera à aligner le miroir primaire et les optiques froides intégrées au cryostat. Pour cela, les résultats issus de la caractérisation du miroir primaire seront utilisés (cf. chapitre III.4). Le positionnement sera dans un premier temps effectué mécaniquement, en utilisant les billes de référence positionnées sur le photomètre et sur le miroir primaire (figure I.35). Puis le contrôle de l'alignement, et par conséquent de

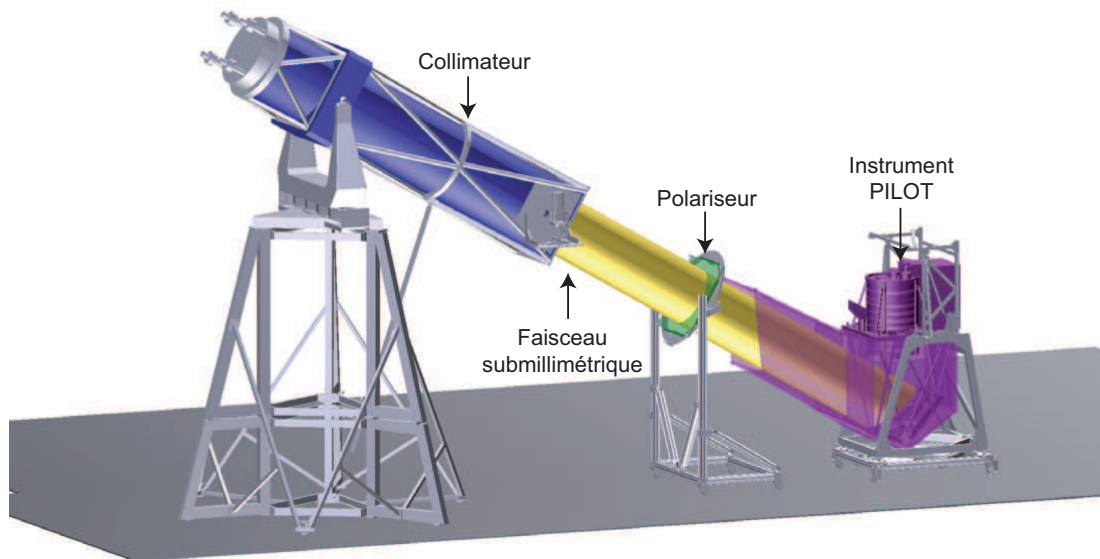


FIGURE I.36: Banc de test utilisé pour les tests de l'instrument intégré, constitué d'une source submillimétrique placée au foyer d'un collimateur, un polariseur est placé en sortie du collimateur pour les tests en polarisation.

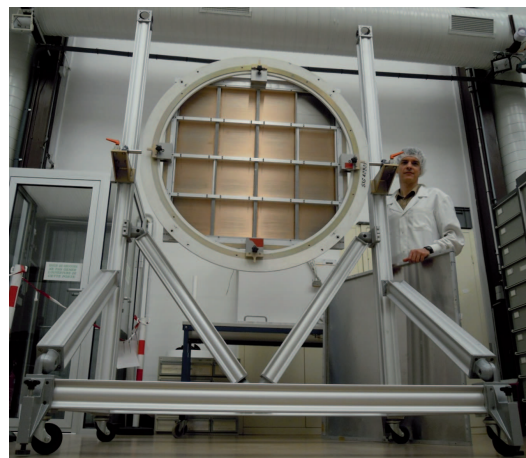
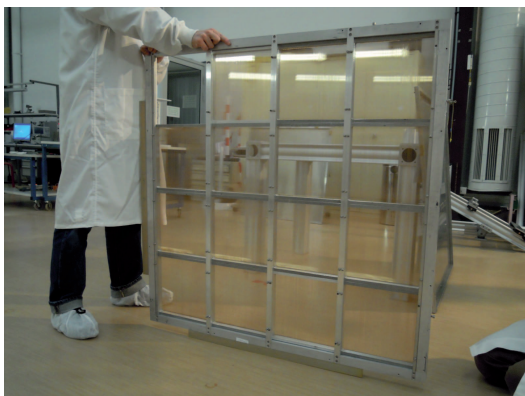


FIGURE I.37: Polariseur utilisé pour les tests de l'instrument intégré.

la qualité image sera effectué à l'aide du banc de test submillimétrique (figure I.36). Ce banc de test a été utilisé pour la caractérisation du miroir primaire, ces caractéristiques sont détaillées en III.4. Enfin, un polariseur sera inséré dans le faisceau collimaté de façon à caractériser la polarisation instrumentale (figure I.37).

### I.3 Conclusion

Les grains de poussières absorbent le rayonnement stellaire, principalement dans le domaine UV et visible. L'énergie ainsi absorbée est redistribuée par émission thermique dans le domaine infrarouge : environ 65 % de cette émission est attribuée aux gros grains. L'émission des gros grains dans le domaine submillimétrique est de plus polarisée, avec une direction de polarisation perpendiculaire à celle mesurée en extinction à courtes longueurs d'onde.

L'étude de la polarisation stellaire est restreinte au voisinage solaire, les observations étant limitées par l'extinction produite par les poussières. Au contraire, dans le domaine submillimétrique, les poussières deviennent transparentes ce qui permet des observations à grandes échelles. L'étude de l'émission polarisée des grains de poussières dans le domaine submillimétrique a ainsi différents objectifs :

- contraindre les propriétés des grains de poussières en émission,
- reconstruire le champ magnétique Galactique à grande échelle et comprendre son rôle dans la formation des grandes structures (planètes, étoiles, galaxies,...)
- participer au traitement des données cosmologiques en apportant une contribution à la connaissance des avant plans cosmologiques.

PILOT est une expérience embarquée sous ballon stratosphérique, dédiée à la mesure de l'émission des poussières dans le domaine submillimétrique, dans deux bandes centrées autour de 240 et 550  $\mu\text{m}$ . Trois vols sont prévus, deux depuis l'hémisphère Nord et un depuis l'hémisphère Sud, de façon à obtenir une cartographie de l'intégralité du plan Galactique. L'instrument dispose également d'un mode sondage profond qui permettra l'observation de régions plus diffuses hors de ce plan.

L'obtention d'une carte du champ magnétique de la Galaxie à grande échelle dans le domaine submillimétrique, permettra de mieux contraindre les propriétés physiques des poussières et de mieux comprendre leur rôle dans le cycle du milieu interstellaire. Les données obtenues par cette expérience seront également utilisées pour la mise en place de méthodes de soustraction des avants plans que constitue l'émission des poussières pour les données cosmologiques.

L'instrument scientifique comprend un télescope de type Gregory hors axe, couplé à un système ré-imageur, permettant l'obtention d'une qualité image optimale sur l'ensemble du plan focal, avec une résolution de l'ordre de la minute d'arc. Pour chaque position de la lame demi-onde, deux directions orthogonales de l'état de polarisation incident seront mesurées. Une même portion du ciel sera explorée avec plusieurs positions de l'axe optique de la lame demi-onde de façon à déterminer les caractéristiques de l'état de polarisation incident.

L'ensemble des éléments optiques sont refroidis à 3 K, à l'exception du miroir primaire. Le réglage fin de ce composant est effectué au moyen d'un hexapode

manuel, avec 6 degrés de liberté. Un suivi de la température des composants sera effectué pendant le vol.

Une source interne d'étalonnage est intégré aux optiques froides. Cette source servira d'étalon relatif pendant le vol et permettra la mesure des dérives de réponse des détecteurs.

Les composants ont été réalisés et caractérisés séparément. Les optiques froides ont été intégrées au cryostat. Des tests fonctionnels sont actuellement en cours sur le photomètre seul avant intégration et caractérisation de l'instrument.

## ☞ CHAPITRE II ☞

# CONCEPT OPTIQUE : PERFORMANCES OPTIQUES ET TOLÉRANCES

### Sommaire

---

<b>II.1 Concept optique et performances nominales</b> . . . . .	<b>44</b>
II.1.1 Les sous-systèmes . . . . .	44
II.1.1.1 Le télescope . . . . .	44
II.1.1.2 Le système ré-imageur . . . . .	46
II.1.1.3 Le polarimètre . . . . .	47
II.1.2 Caractéristiques optiques . . . . .	49
II.1.2.1 Focale équivalente et ouverture numérique . . . . .	49
II.1.2.2 Résolution angulaire et qualité image . . . . .	49
II.1.2.3 Erreur de front d'onde . . . . .	51
II.1.2.4 Sensibilité à la défocalisation . . . . .	52
II.1.2.5 Polarisation . . . . .	53
II.1.2.6 Distorsion . . . . .	53
II.1.3 Synthèse . . . . .	54
<b>II.2 Tolérances optiques et mécaniques</b> . . . . .	<b>55</b>
II.2.1 Principe . . . . .	55
II.2.2 Etude de sensibilité . . . . .	56
II.2.3 Étude statistique par la méthode Monte Carlo . . . . .	59
II.2.4 Répartition des tolérances . . . . .	60
II.2.5 Synthèse . . . . .	62
<b>II.3 Conclusion</b> . . . . .	<b>64</b>

---

Le système optique est conçu et optimisé de façon à respecter les spécifications suivantes (Engel et al. (2008), Longval and Engel (2008)). Il doit assurer les besoins photométriques et permettre l'obtention d'une résolution angulaire  $\leq 3.50'$  sur un champ de vue instantané de  $0.8^\circ \times 1^\circ$ . Il doit minimiser le signal parasite dû à la diffraction et à l'émission propre du miroir ainsi que la polarisation instrumentale. La qualité image doit être optimale sur l'ensemble d'un plan focal étendu. Enfin, les performances optiques doivent être optimales dans l'ensemble des conditions d'environnement du vol.

Trois sous-systèmes permettent d'assurer respectivement les fonctions de collection du flux, d'imagerie et de mesure de l'état de polarisation : un télescope de

type Grégory hors-axe, un système ré-imageur ainsi qu'un polarimètre. Je décris dans un premier temps ces différents sous-systèmes, leurs propriétés et fonctions. Je présente également les principales caractéristiques optiques du système nominal, c'est à dire avant réalisation des composants : distance focale équivalente, ouverture numérique, qualité image, distorsion et sensibilité à la défocalisation.

Puis je présente l'étude de tolérances, dont les résultats sont utilisés pour développer le système optique en adéquation avec le système nominal. Je décris la méthodologie utilisée pour déterminer cet ensemble de tolérances applicables au système optique, ainsi que les principaux résultats obtenus. Cette étude constitue à la fois une vérification de la faisabilité du système, un point de départ pour la définition des spécifications des composants ainsi qu'une référence pour vérifier tout au long du développement l'adéquation entre le système réel et nominal.

Pour clore cette introduction, je précise que l'optimisation et l'étude du système nominal ainsi que l'étude de tolérancement ont été l'objet de mon mémoire d'ingénieur (Engel, 2008). Ce sont ainsi des études que j'ai effectué avant le début de ma thèse. Il était malgré tout indispensable de les présenter. En effet, l'obtention d'un système optique optimal étant le principal objet de ma thèse, ces études sont à la fois le point de départ et la référence utilisée dans les chapitres suivants.

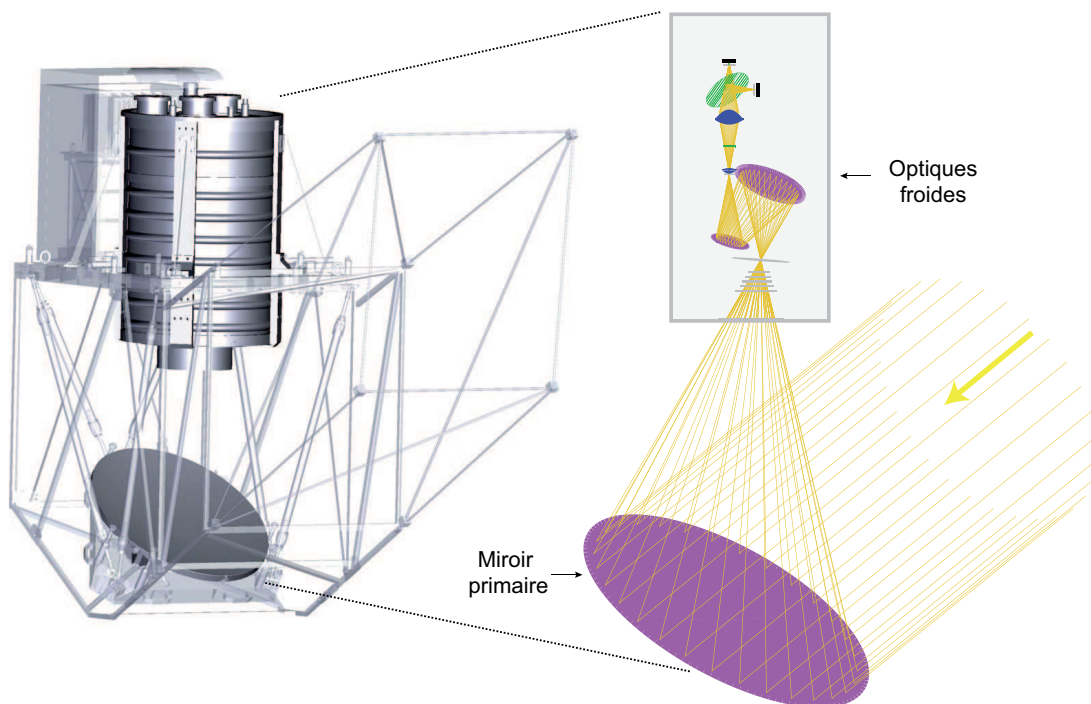


FIGURE II.1: Système optique PILOT, seul le miroir primaire est à température ambiante.

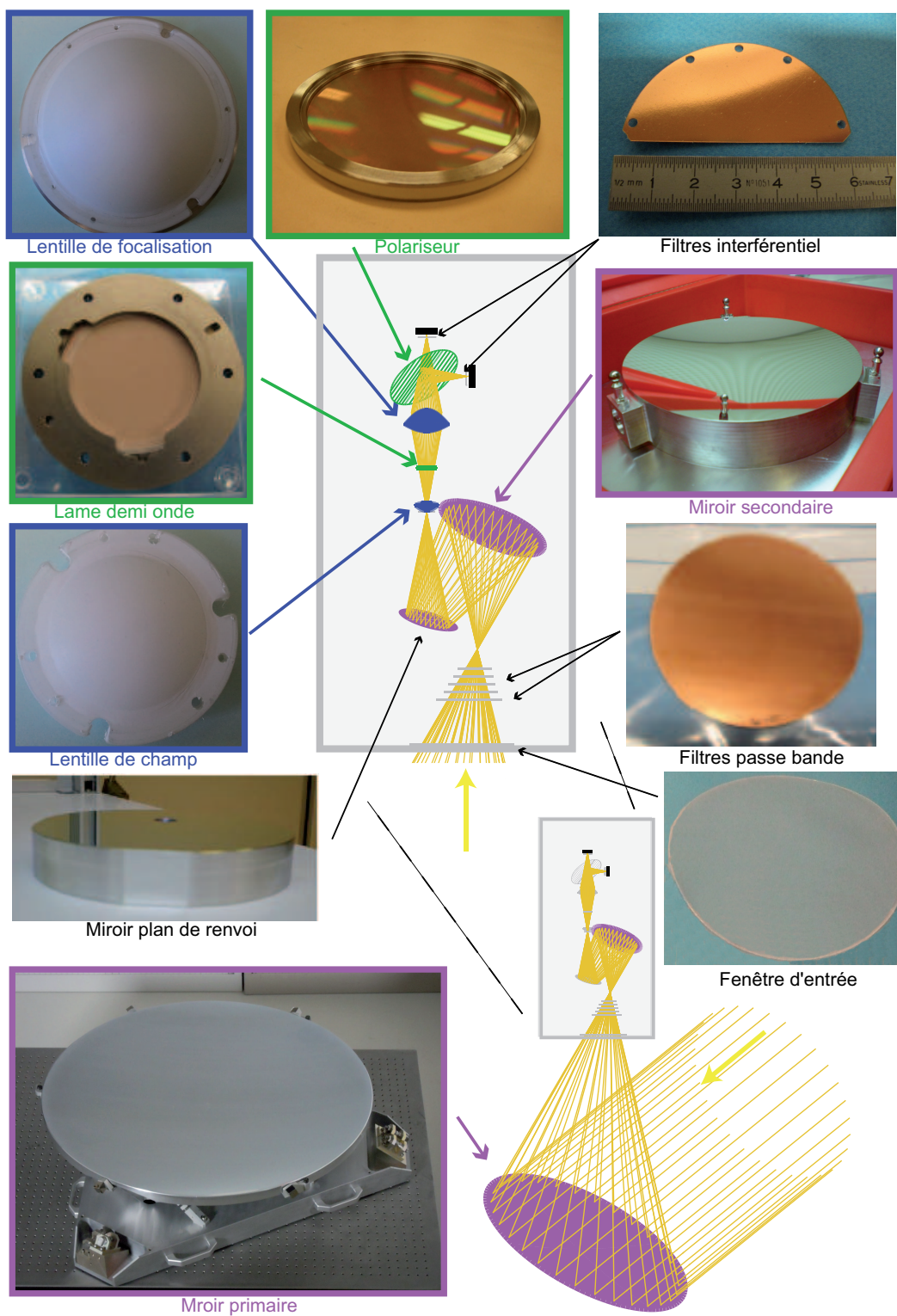


FIGURE II.2: Représentation schématique du concept optique : en violet le télescope, en vert le polarimètre, en bleu le système ré-imageur.



## II.1 Concept optique et performances nominales

Le système optique permet d'assurer trois fonctions principales : la collection du flux, l'imagerie et la mesure de l'état de polarisation. Je présente ici les différents sous-système assurant ces fonctions : le télescope, le système ré-imageur et le polarimètre ainsi que les principales caractéristiques optiques obtenues sur le système nominal.

### II.1.1 Les sous-systèmes

#### II.1.1.1 Le télescope

Le télescope, assurant la fonction de collection du flux, est de type Gregory hors axe sans occultation centrale, de façon à minimiser la lumière parasite produite par diffraction (figure II.3). Il comprend deux miroirs hors axe : un miroir primaire parabolique (M1) et un miroir secondaire elliptique (M2)<sup>1</sup>. Les principales caractéristiques de ces miroirs sont indiquées dans le tableau II.1.

La distance focale équivalente du télescope dépend des distances focales du miroir primaire  $f'_1$  ( $O_1F'_1$ ) et secondaire  $f'_{21}$  ( $O_2F'_{21}$ ) ainsi que de la distance  $t$  ( $O_1O_2$ ) les séparant (figure II.3) :

$$f' = \frac{f'_1 f'_{21}}{f'_1 - f'_{21} - t}. \quad (\text{II.1})$$

L'excentricité du miroir secondaire, dans le cas d'un télescope de type Grégory (ou Cassegrain), est calculée à partir de la distance focale équivalente  $f'$  du télescope et de celle du miroir primaire  $f'_1$  :

$$e_2 = \frac{f' - f'_1}{f' + f'_1}. \quad (\text{II.2})$$

Dans une configuration sur l'axe, le miroir secondaire joue un rôle d'occultant sur le faisceau réfléchi par le miroir primaire, ce qui a pour inconvénient de produire un élargissement du lobe de diffraction et donc un effet nuisible pour la lumière parasite. La symétrie du système minimise cependant la polarisation instrumentale et les aberrations.

Dans notre cas, l'utilisation d'une configuration hors axe, nécessite une optimisation de la position des miroirs primaire et secondaire, de manière à obtenir des caractéristiques semblables à une configuration sur l'axe, en s'affranchissant de l'occultation centrale.

Pour cela, on utilise la condition dite de Mizuguchi Dragone qui permet l'optimisation de la qualité image et la minimisation de la polarisation instrumentale (Dragone (1982), Brown et al. (1993), Rusch et al. (1990)) :

$$\begin{aligned} \text{tg}(\alpha) &= M \cdot \text{tg}(\beta) \\ \text{tg}(\gamma + \beta) &= M^2 \cdot \text{tg}(\beta). \end{aligned} \quad (\text{II.3})$$

---

1. Les principales caractéristiques des surfaces quadriques sont indiquées en annexe A

$2\beta$  définit l'angle entre l'axe optique du miroir primaire et celui du secondaire.  $2\gamma$  est l'angle entre le faisceau réfléchi par le miroir primaire, passant par son centre physique et l'axe optique du miroir primaire.  $2\alpha$  caractérise l'angle entre le faisceau réfléchi par le miroir primaire, passant par son centre physique et l'axe optique du miroir secondaire.

Cette combinaison d'angle dépend de la magnitude  $M$  du miroir M2, qui est fonction de son excentricité  $e_2$  :

$$M = \left| \frac{e_2 + 1}{e_2 - 1} \right|. \quad (\text{II.4})$$

Le miroir M1 est de plus positionné de façon à ce que son foyer  $F'_1$  soit confondu avec le foyer  $F'_{21}$  du miroir M2, comme indiqué sur la figure II.3.

TABLE II.1: Caractéristiques nominales des éléments constituant le télescope.

	Miroir primaire	Miroir secondaire
Rayon de courbure (mm)	1500	243.2
Constante de conicité	-1	-0.17
Distance hors axe (mm)	-700	-165

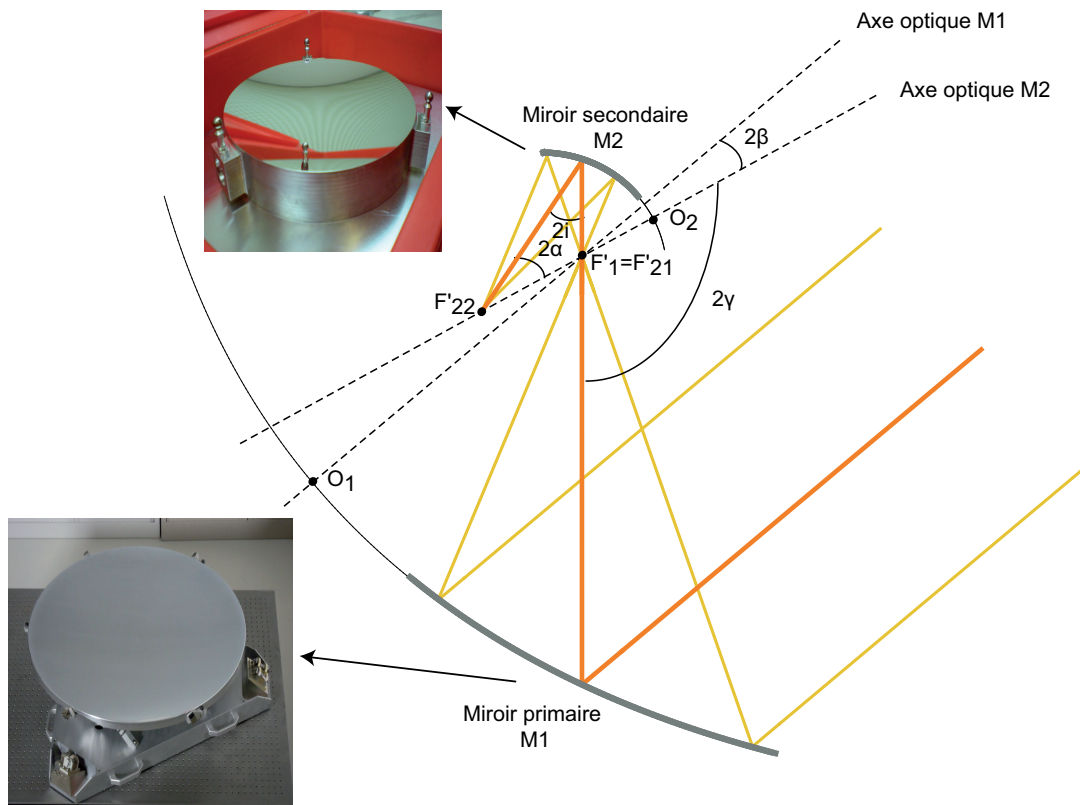


FIGURE II.3: Représentation schématique des paramètres caractéristiques du télescope.

### II.1.1.2 Le système ré-imageur

Le système ré-imageur est composé de deux lentilles : une lentille de champ et une lentille de focalisation (figure II.4). Le tableau II.2 récapitule les principales caractéristiques de ces lentilles.

Ce système est télécentrique : tous les faisceaux provenant de différents points du champ sont parallèles à l'axe optique et perpendiculaires au plan du détecteur. Cette caractéristique permet l'obtention d'une qualité d'image optimale sur l'ensemble du plan focal.

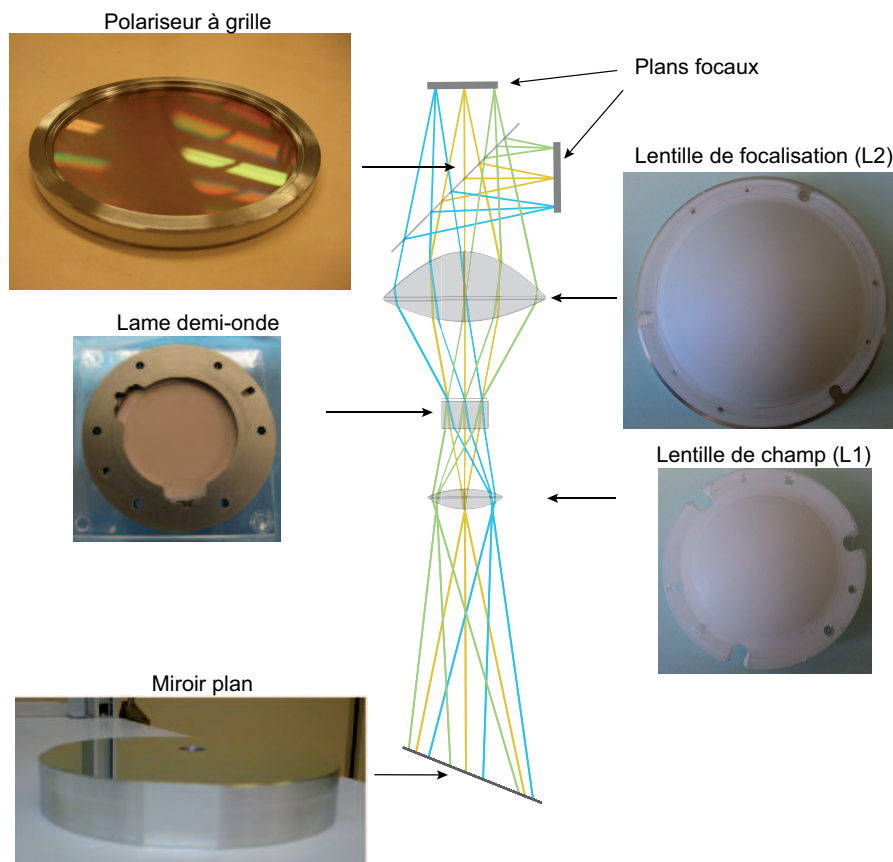


FIGURE II.4: Représentation schématique du système ré-imageur et du polarimètre.

TABLE II.2: Caractéristiques nominales des éléments constituant le système ré-imageur.

		Rayon de courbure (mm)	Constante de conicité
Lentille de champ	Face d'entrée	43	0
	Face de sortie	78	0
Lentille de focalisation	Face d'entrée	76	-3.84
	Face de sortie	45	-1.41

### II.1.1.3 Le polarimètre

Le polarimètre est constitué d'une lame demi onde et d'un polariseur à grille (figure II.4). La lame demi-onde est un retardateur ou déphaseur, composant optique utilisé couramment dans les systèmes d'analyse de polarisation. Taillée dans un cristal biréfringent, cette lame possède deux indices de réfraction<sup>2</sup> : un indice ordinaire  $n_0$  et un indice extraordinaire  $n_e$  (figure II.5 a)), contrairement à un milieu isotrope (figure II.5 b)).

L'indice de réfraction extraordinaire  $n_E$  n'est pas constant et varie de  $n_0$  à  $n_e$ . L'axe optique du cristal est appelé axe lent et correspond à la droite passant par les points de concours des surfaces d'indices ordinaire et extraordinaire (axe Oz sur la figure II.5 a)). L'axe Oy, perpendiculaire à l'axe lent, est appelé axe rapide.

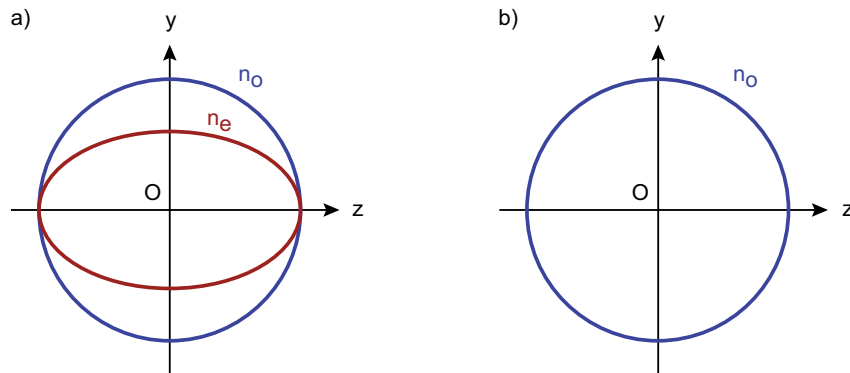


FIGURE II.5: Surface d'indice d'un milieu a) biréfringent uniaxe, b) isotrope.

Si le faisceau se propage parallèlement à l'axe optique du cristal, alors il n'y a pas de déphasage entre les deux composantes du champ électrique  $\vec{E}$ . Si il est perpendiculaire à l'axe optique, alors les deux faisceaux émergents sont déphasés. Le déphasage  $\phi$  dépend alors de l'épaisseur  $e$  de la lame, de la longueur d'onde  $\lambda_0$ , des indices de réfraction ordinaire  $n_0$  et extraordinaire  $n_e$  :

$$\phi = \frac{2\pi(n_e - n_0)e}{\lambda_0}. \quad (\text{II.5})$$

Par exemple, pour une lame quart d'onde, le déphasage est de  $90^\circ$ , c'est-à-dire un retard d'un quart de longueur d'onde. Elle permet de passer d'une polarisation rectiligne à une polarisation circulaire, et inversement. Une lame demi-onde, induit un déphasage de  $180^\circ$ , soit un retard d'une moitié de longueur d'onde. L'onde en sortie de cette lame présente une polarisation symétrique de l'onde entrante par rapport à l'axe optique (figure II.6)<sup>3</sup>.

Le polariseur est constitué d'une grille de fils conducteurs parallèles entre eux, encore appelés réseaux de conducteurs<sup>4</sup>. Pour que la grille se comporte comme un polariseur, la taille des fils et l'espacement entre les fils doit être petit par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$ , typiquement  $\lambda > 4a$ .

2. Les notions relatives à la propagation d'un rayon dans un milieu isotrope et anisotrope sont développées en annexes B et C

3. Les caractéristiques de la lame demi-onde PILOT sont présentées en IV.2.4

4. Les caractéristiques du polariseur PILOT sont présentées en IV.2.5

Dans ce cas, quand une lumière non polarisée ou partiellement polarisée arrive sur un polariseur à grille, la composante de l'onde qui est parallèle aux fils est réfléchiée par le métal tandis que la composante perpendiculaire aux fils est presque totalement transmise (axe de transmission perpendiculaire aux fils, figure II.7). On obtient ainsi deux faisceaux polarisés : le faisceau réfléchi est polarisé parallèlement aux fils conducteurs et le faisceau transmis est polarisé perpendiculairement aux fils.

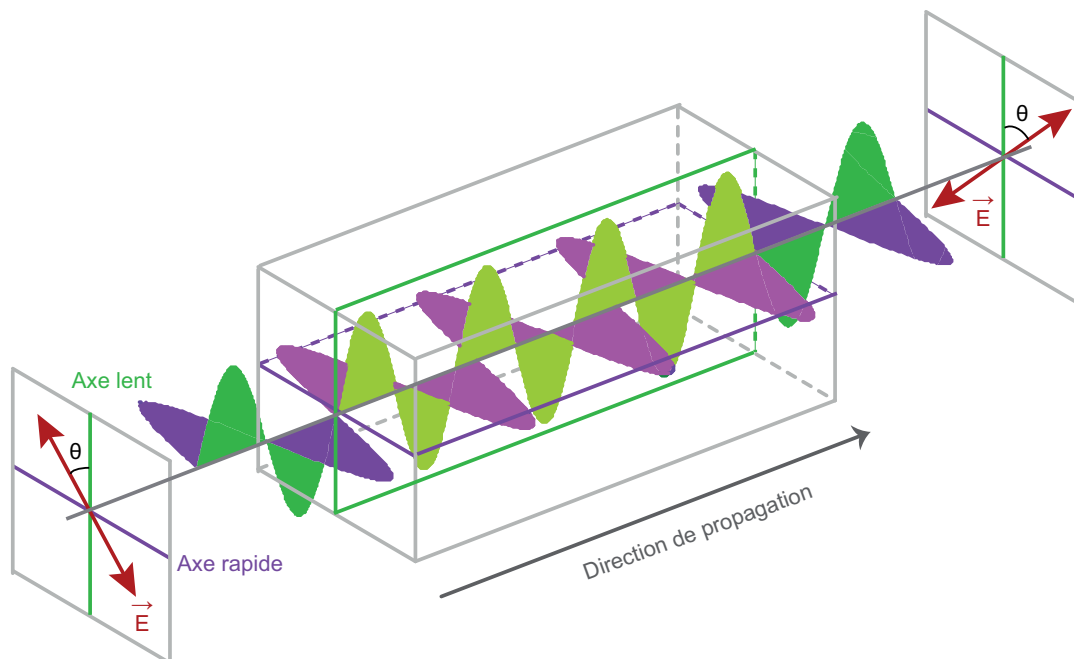


FIGURE II.6: Propagation d'un champ électrique dans une lame demi-onde.

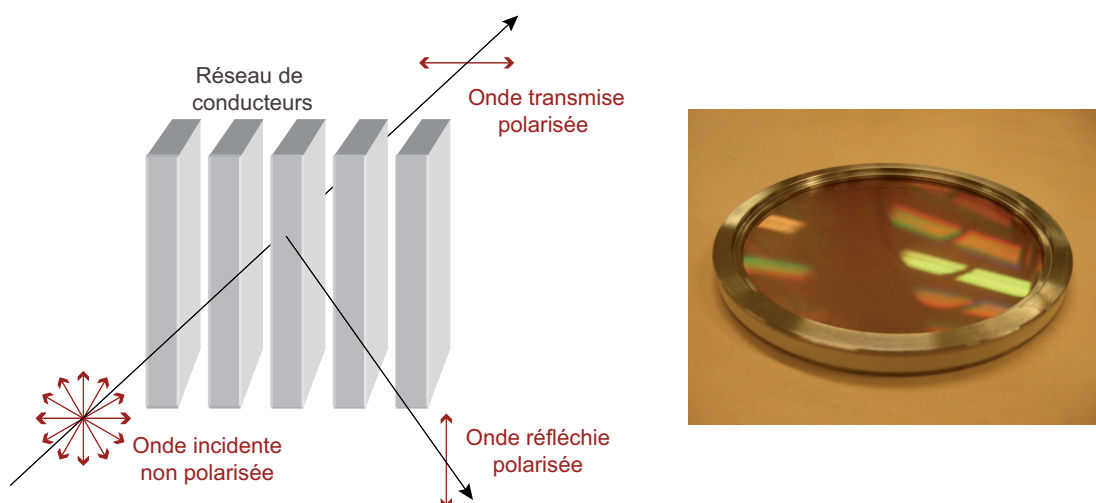


FIGURE II.7: Schéma de principe du polariseur à grille.

## II.1.2 Caractéristiques optiques

Il s'agit ici de présenter les principales caractéristiques optiques du système avant réalisation. Ces calculs ont été effectués à l'aide du logiciel Zemax à 240  $\mu\text{m}$ . La limite de diffraction étant proportionnelle à la longueur d'onde, ces résultats sont évidemment valables à 550  $\mu\text{m}$ . On ne considère ici que le plan focal en transmission, des résultats similaires sont obtenus sur le plan en réflexion.

### II.1.2.1 Focale équivalente et ouverture numérique

Le système est conçu de façon à obtenir un champ de vue de  $0.8^\circ \times 1^\circ$  à 240  $\mu\text{m}$ , défini par :

$$\theta = \frac{nb_{pix} \times a}{f_{eq}}, \quad (\text{II.6})$$

où  $nb_{pix}$  est le nombre de pixels constituant les matrices de détecteurs,  $a$  leur dimension.

La focale équivalente du système  $f_{eq}$  est ainsi imposée par la dimension physique du plan focal et par le champ de vue requis et est de 1800 mm.

La pupille d'entrée est virtuelle, de diamètre équivalent à la surface utile du miroir primaire, la pupille réelle est située près de la lame d'onde. L'ouverture numérique  $N$  est de  $f/2.5$  et correspond au rapport entre la focale équivalente  $f_{eq}$  et le diamètre  $D$  de la pupille d'entrée soit :

$$N = \frac{f_{eq}}{D}. \quad (\text{II.7})$$

### II.1.2.2 Résolution angulaire et qualité image

Le diamètre de la pupille est imposé par les besoins photométriques et par un diamètre maximum de tache de diffraction. Les données de l'instrument PILOT devant être comparées à celles obtenues par l'instrument IRAS, il faut que la résolution angulaire soit au maximum de  $3.5'$  à 550  $\mu\text{m}$ . Le miroir primaire, de diamètre utile  $D$  égal à 750 mm, permet d'atteindre une résolution angulaire  $\theta$  de  $1.4'$  à 240  $\mu\text{m}$  et de  $3.1'$  à 550  $\mu\text{m}$  :

$$\theta \approx \frac{1.22\lambda_0}{D}, \quad (\text{II.8})$$

avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde.

La figure II.8 présente les taches images géométriques, obtenues pour des sources ponctuelles couvrant l'intégralité du champ de vue. La correspondance entre les positions objet, image ainsi que le rayon RMS et géométrique est indiqué dans le tableau II.3, pour chaque point du champ représenté sur la figure II.8. Pour tous les champs considérés, la tache image géométrique est incluse dans le premier anneau du disque d'Airy<sup>5</sup>.

5. Le rayon  $r_{Airy}$  du disque d'Airy est fonction de la focale équivalente  $f_{eq}$  et de la résolution angulaire  $\theta$  :  $r_{Airy} \approx 1.22f_{eq}\lambda_0/D$  soit  $r_{Airy} \approx f_{eq}\theta$

La figure II.9 présente, pour chacun de ces points du champs, la réponse impulsionnelle vue en coupe. L'intensité relative au centre de l'image indique le rapport de strehl (ou strehl ratio) pour chaque point du champ, c'est à dire le rapport d'intensité entre l'image réelle et celle qui serait obtenue sur un instrument parfait. Le critère de Maréchal, stipulant qu'un système est limité par la diffraction si son strehl ratio est supérieur à 0.8, est bien respecté pour l'ensemble des champs considérés.

La forme de la tache image est un des critères que j'ai utilisé lors de la caractérisation du miroir primaire (cf. III.4.3.3).

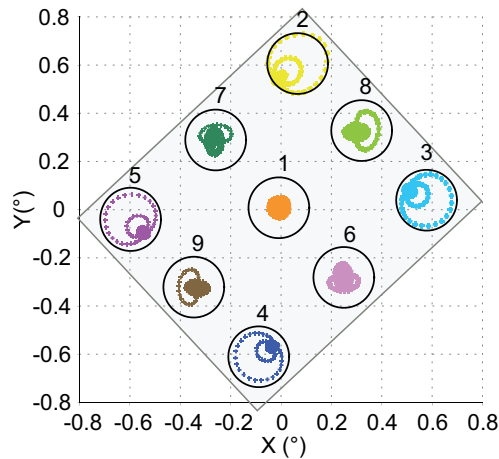


FIGURE II.8: Taches images géométriques pour différents points du champ, le cercle noir représente le premier anneau de la tache d'Airy. Le repère indique la position du champs observé, le rectangle gris entourant les taches images représente la dimension du plan focal. La dimension des taches images est volontairement exagérée par rapport aux dimensions du plan focal.

TABLE II.3: Correspondance entre les positions objet et image, rayon RMS ( $\mu\text{m}$ ) et géométrique ( $\mu\text{m}$ ), des taches images présentées sur la figure II.8.

Position objet ( $^{\circ}$ )	Position image (mm)	Rayon RMS ( $\mu\text{m}$ )	Rayon géométrique ( $\mu\text{m}$ )
(0.00, 0.00)	(0.00, 0.00)	186	269
(0.07, 0.58)	(14.40, 11.36)	484	1469
(0.58, 0.06)	(14.16, -10.988)	411	1167
(-0.07, -0.59)	(-14.02, -10.98)	367	1035
(-0.58, -0.08)	(-14.02, 11.12)	401	1135
(0.27, -0.27)	(0.09, -11.47)	255	454
(-0.27, 0.27)	(0.096, 11.67)	288	558
(0.33, 0.33)	(14.38, 0.17)	310	692
(-0.33, -0.33)	(-14.04, 0.16)	270	561

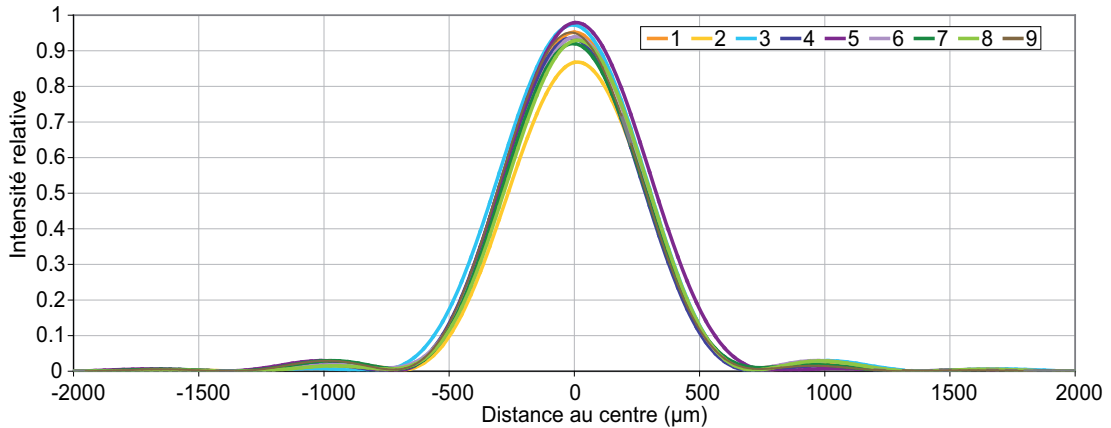


FIGURE II.9: Vue en coupe de la réponse impulsionnelle pour différents points du champ.

### II.1.2.3 Erreur de front d'onde

L'erreur de front d'onde, caractérise la déformation subie par l'onde lumineuse en traversant le système optique. Elle correspond à l'écart entre le front d'onde théorique de référence (sphérique ou plan) et le front d'onde déformé par les réflexions et transmissions au travers du système optique.

L'erreur de front d'onde s'exprime en valeur quadratique moyenne ou en valeur crête à crête. Les unités utilisées sont généralement la longueur d'onde ou l'inverse de la longueur d'onde.

Le rapport entre la valeur quadratique et crête à crête de l'erreur de front d'onde d'un système est variable. Ce ratio est en effet dépendant du type d'aberrations induit par le système. Sa valeur minimale est de 3.5 et est obtenu notamment avec les aberrations de sphéricité ou de défocalisation. Cette valeur est cependant souvent utilisé en première approximation pour tous type d'aberration.

Selon le critère de Rayleigh, pour qu'un système soit limité par la diffraction, il faut que la déformation du front d'onde soit inférieure à  $\lambda/4$  en valeur crête à crête. La valeur correspondante en écart quadratique est donc égale à  $\lambda/14$ , ce qui correspond au critère de Maréchal sur le strehl ratio  $S$  si on considère que :

$$S = \exp(-(2\pi\sigma)^2), \quad (\text{II.9})$$

avec  $\sigma$  l'erreur de front d'onde quadratique.

La figure II.10 présente l'erreur de front d'onde obtenue dans la pupille de sortie du système optique PILOT. Les valeurs quadratique et crête à crête obtenue sont respectivement de  $0.02\lambda$  et  $0.07\lambda$ . Les écarts de symétrie observables sont dus à la configuration hors axe du télescope.

L'erreur de front d'onde est un critère plus adapté que la taille ou la forme de la tache image, dans le cas de l'étude du système en dessous ou du moins près de la limite de diffraction. C'est la raison pour laquelle j'ai utilisé l'erreur de front d'onde pour l'étude des tolérances (cf. II.2).



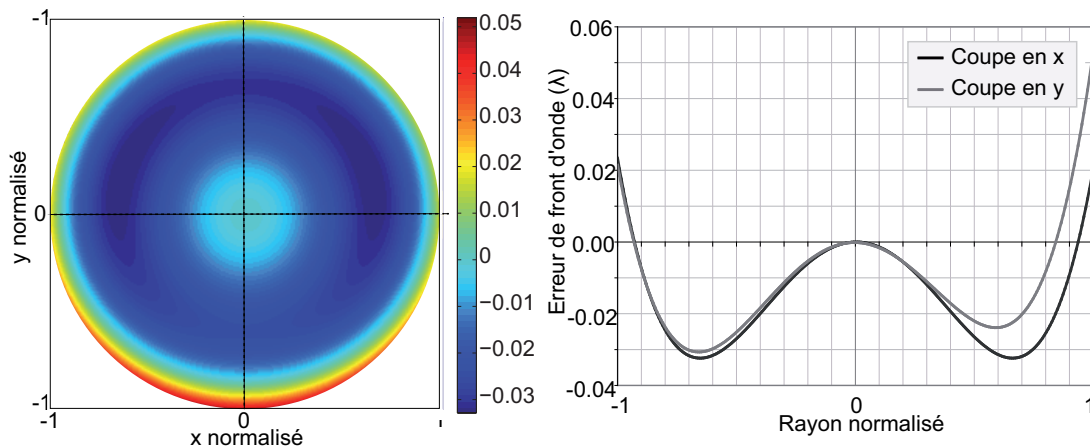


FIGURE II.10: Représentation 2D et en coupe de l'erreur de front d'onde en longueur d'onde, obtenue dans la pupille de sortie du système PILOT.

#### II.1.2.4 Sensibilité à la défocalisation

La figure II.11 indique l'erreur de front d'onde, pour différents points du champ et niveaux de défocalisation. Pour que le système reste limité par la diffraction, la défocalisation maximale est de  $\pm 1.5$  mm. Dans ce cas, le système respecte le critère de Maréchal, c'est à dire que l'erreur de front d'onde ne dépasse pas  $0.07\lambda$ .

La capacité du système à conserver une qualité image optimale, lorsque la position du plan focal n'est elle pas optimale, est importante dans notre cas. En effet, la position du plan focal n'est plus ajustable après intégration du photomètre. Cela permet ainsi de compenser en partie les incertitudes de positionnement des composants optiques.

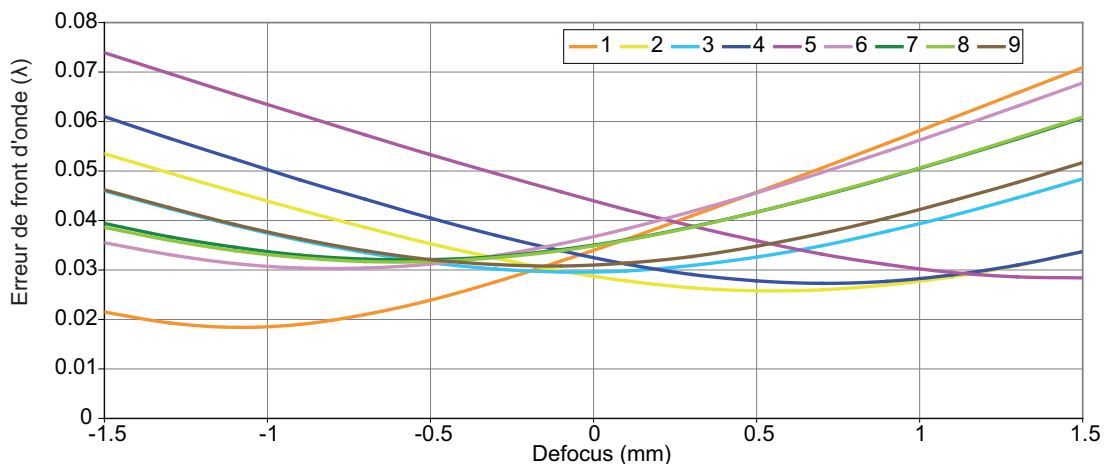


FIGURE II.11: Erreur de front d'onde en fonction du niveau de défocalisation. Les champs considérés ici sont ceux présentés sur la figure II.8.

### II.1.2.5 Polarisation

L'orientation de l'état de polarisation mesurée va être modifiée par réflexion et transmission dans le système optique. La figure II.12 indique pour différents points du champ, la rotation induite par transmission dans l'instrument. Ce calcul a été effectué sur un rayon passant par le centre physique du miroir primaire, parallèle à son axe optique. L'état de polarisation incident est linéaire orienté suivant l'axe de symétrie du miroir.

Pour ce rayon, la rotation de l'état de polarisation dans le système optique est nulle au centre du champ. Elle peut atteindre  $4^\circ$  en bord de champ. Elle reste inférieure à  $1^\circ$  dans les autres cas. L'étude de la polarisation instrumentale est l'objet du chapitre IV.

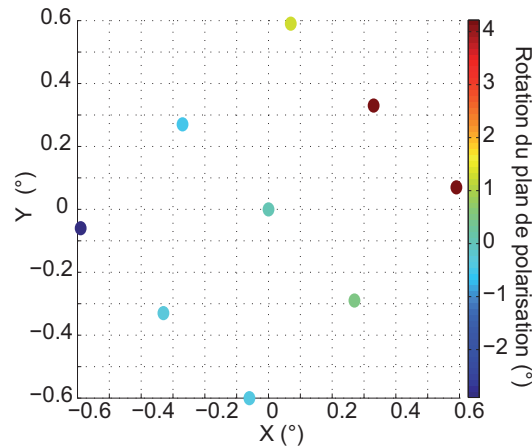


FIGURE II.12: Rotation du plan de polarisation obtenue pour différents points du champ (figure II.8), calcul effectué sur un rayon passant par le centre physique du miroir primaire.

### II.1.2.6 Distorsion

La distorsion est une aberration géométrique que l'on quantifie comme la déformation de l'image par rapport à une grille de référence. La figure II.13 présente 3 cas classiques. La grille et les croix représentent respectivement la position des points objets sans distorsion et avec distorsion. En a), le système respecte les conditions de Gauss. En b), les lignes droites apparaissent incurvées vers l'extérieur : on parle de distorsion en barillet. En c), les lignes droites apparaissent incurvées vers l'intérieur : la distorsion est en croissant.

Pour chaque point de la grille, on définit les coordonnées  $(x_p, y_p)$  et  $(x_r, y_r)$  avec et sans distorsion, dont on déduit les rayons  $R_p$  et  $R_d$  :

$$R_p = \sqrt{x_p^2 + y_p^2} \quad (\text{II.10})$$

$$R_d = \sqrt{(x_p - x_r)^2 + (y_p - y_r)^2}.$$

On peut alors calculer la distorsion P en % :

$$P = \frac{R_d}{R_p} \times 100. \quad (\text{II.11})$$

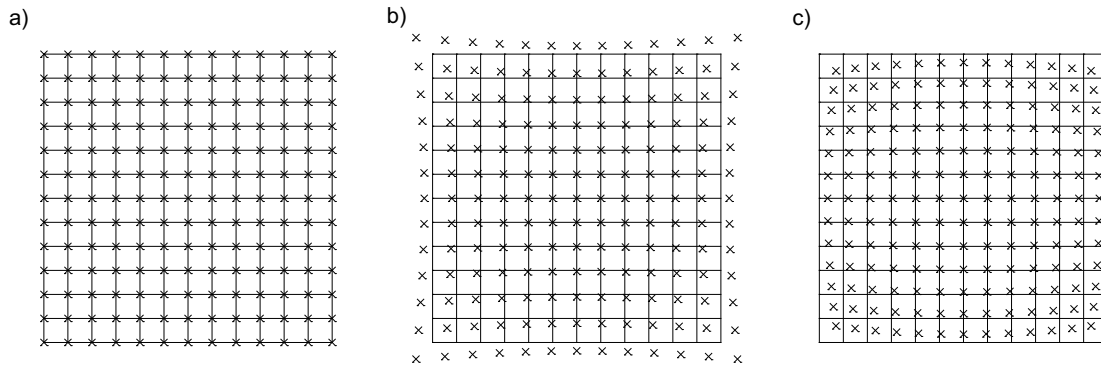


FIGURE II.13: Système a) sans distorsion, b) avec distorsion en barillet et c) en croissant.

La figure II.14 indique le pourcentage de distorsion dans le plan image, les croix bleues donnent la position des points images sans distorsion. La position des points avec distorsion est représentée par les cercles dont la couleur dépend du pourcentage de distorsion. La distorsion est de type barillet, un maximum de 8% est obtenu dans le coin de l'image. Ce paramètre sera mesuré pendant les tests au sol et sera ainsi pris en compte dans le traitement des données d'observation.

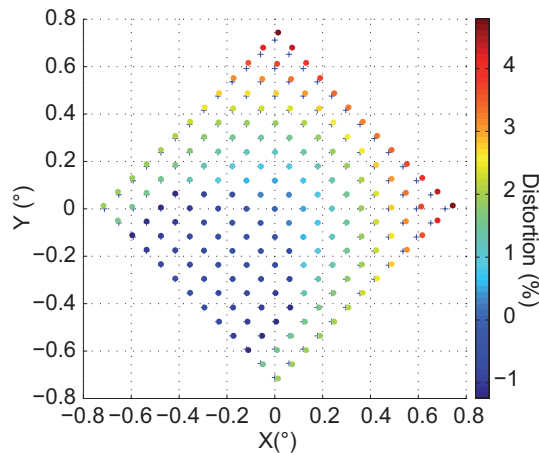


FIGURE II.14: Pourcentage de distorsion en fonction de la position dans le plan image.

### II.1.3 Synthèse

J'ai présenté les trois sous-systèmes principaux du concept optique. Le télescope de type Gregory hors axe collecte le flux de la source observée. Il respecte la condition Mizuguchi Dragone de façon à optimiser la qualité image et à minimiser la polarisation instrumentale.

Le système ré-imageur est télécentrique ce qui permet l'obtention d'une qualité image optimale sur l'ensemble du plan focal. Le polarimètre est constitué d'une lame demi-onde et d'un polariseur à grille permettant de mesurer simultanément deux directions orthogonales de polarisation.

La focale équivalente du système nominal est de 1800 mm avec une ouverture numérique de  $f/2.5$ . Le champ de vue instantané de  $1^\circ \times 0.8^\circ$ , il est limité par la diffraction sur l'ensemble du plan focal avec une résolution angulaire de  $1.4'$  à  $240 \mu\text{m}$ . La distorsion est maximale en bord de champ et n'excède pas 8 %. La qualité image reste optimale pour une défocalisation inférieure à 1.5 mm.

La rotation de l'état de polarisation est de l'ordre de  $4^\circ$  en bord de champ et inférieure au degré dans les autres cas. Ce résultat est obtenu pour un rayon passant par le centre physique du miroir. L'état de polarisation incident est linéaire, orienté suivant l'axe de symétrie du miroir primaire. Le champ considéré est le champ n°1 soit le centre du champ.

## II.2 Tolérances optiques et mécaniques

L'estimation des tolérances est une étapes importante de la conception et de l'optimisation du système optique. Elle permet notamment de vérifier la faisabilité du système et de définir les spécifications de réalisation des composants. L'objet de cette partie est de présenter la méthodologie utilisée pour déterminer les tolérances de l'instrument PILOT, ainsi que les principaux résultats obtenus.

### II.2.1 Principe

Les tolérances comprennent l'ensemble des perturbations applicables au système optique, permettant de conserver des performances optiques optimales. Les variations de caractéristiques peuvent être mécaniques : incertitudes sur les alignements optiques, défaut de parallélisme entre les faces d'entrée et de sortie d'une lentille... Elles sont aussi d'ordre optique, comme la précision de connaissance du rayon de courbure et de la constante de conicité. Les variations de conditions d'environnement vont également jouer un rôle important en contribuant à la fois aux variations mécaniques et optiques.

La connaissance de l'ordre de grandeur de ces variations dépend ainsi à la fois des moyens de fabrication et des moyens de tests utilisés pour aligner et caractériser l'instrument, mais également de la connaissance des conditions d'environnement.

L'étude effectuée sur le système nominal, c'est à dire avant réalisation des composants, doit nécessairement prendre en compte l'ensemble de ces paramètres. On définit dans un premier temps un budget global des tolérances par type de contribution. Puis on s'assure que le système est réaliste en effectuant une première estimation de chaque contributeur a une perturbation donnée. Il est alors possible de définir les spécifications de réalisation de chaque composant.

Après réalisation, les composants sont caractérisés de façon à évaluer leurs caractéristiques réelles et les incertitudes associées. On s'assure alors que le budget de tolérances prédéfini est respecté et on le réajuste si nécessaire. Par exemple, si les incertitudes sur les paramètres optiques sont plus faibles que celles estimées sur le système nominal, on peut allouer cette marge à un autre poste comme les variations en fonction des conditions d'environnement.

Ce dernier point est particulièrement intéressant dans le cas de composants non régulés en température comme le miroir primaire. En effet, plus on connaît précisément les caractéristiques du miroir primaire, plus la gamme de température de fonctionnement optimale augmente. Ce dernier point est détaillé en III.2.

L'étude des tolérances est classiquement effectuée en trois phases principales :

1. étude de la sensibilité à un déplacement ou à une rotation de tous les éléments du système optique séparément et ajustement des tolérances
2. étude statistique de l'ensemble du système par la méthode Monte Carlo permettant de déplacer et de faire varier les paramètres optiques et mécaniques de tous les éléments du système optique simultanément
3. synthèse des résultats et répartition du budget de tolérances

Les points 1) et 2) sont réitérés jusqu'à obtention d'un ensemble de tolérance cohérent. Les points 2) et 3) sont repris pour affiner l'ensemble des tolérances après obtention des caractéristiques réelles des composants optiques.

## II.2.2 Etude de sensibilité

L'étude de sensibilité permet de faire une première estimation de l'ensemble des tolérances applicables au système, tout en conservant des performances optimales. Elle permet également d'identifier les éléments les plus sensibles, c'est à dire ceux qui vont le plus influencer sur la performance globale du système lorsqu'ils sont soumis à une perturbation.

La contribution à la performance globale du système est, dans ce cas, évaluée séparément pour chaque type de perturbation et pour chaque éléments : on applique un type de perturbation sur un élément et on quantifie son impact. Le critère de qualité image choisit pour quantifier la performance du système est l'erreur de front d'onde. En effet, le système étant limité par la diffraction, l'utilisation de la taille de la tache image n'est pas approprié.

En faisant varier l'amplitude de la perturbation, on détermine ainsi qu'elle est sa valeur maximale acceptable pour l'élément considéré. Par exemple, la figure II.15 présente la variation d'erreur de front d'onde (rms) obtenue en faisant varier le décentrement du miroir primaire suivant son axe optique.

La figure II.16 présente schématiquement les perturbations prises en compte dans le cas d'une lentille (hors défaut de surface), représentée ici par trois surfaces : la face d'entrée, l'épaisseur et la face de sortie. Les cas a), b) et c) de cette figure concernent les incertitudes d'alignement de l'instrument. Les cas d), e), f, g) correspondent aux incertitudes de fabrication. Hormis, les cas e) et f), toutes ces perturbations peuvent également être provoquées par des variations de conditions d'environnement. Cette figure indique également le repère dans lequel sont appliqués ces perturbations : l'axe Oz est l'axe optique de l'élément considéré, les axes Ox et Oy sont ces axes de symétrie.

L'étude a été effectuée avec le logiciel Zemax, à 240  $\mu\text{m}$ . En effet, la limite de diffraction étant plus difficile à atteindre à 240  $\mu\text{m}$  qu'à 550  $\mu\text{m}$ , on s'assure

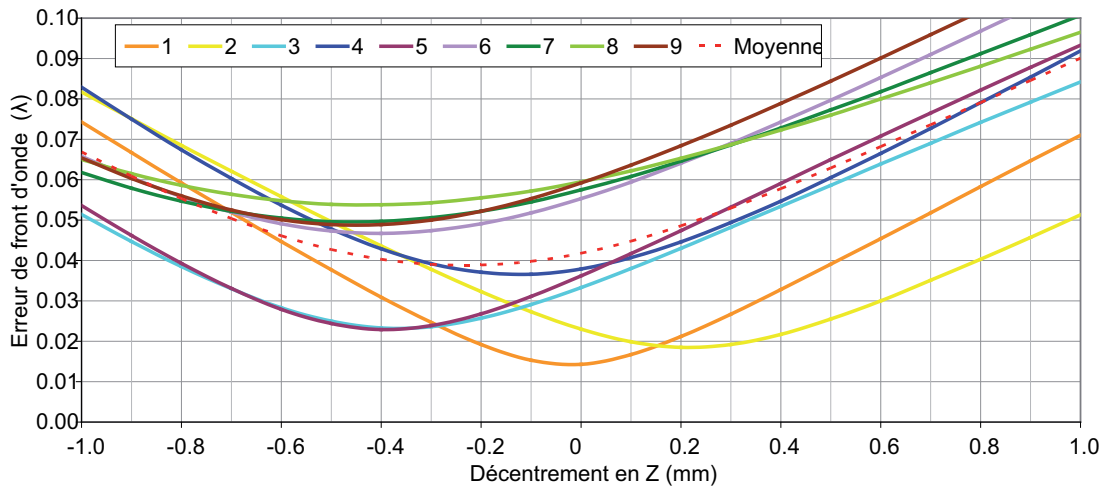


FIGURE II.15: Etude de la sensibilité au décentrement du miroir primaire suivant l'axe optique pour différents points du champ. La position image des points du champ considérés est représentée schématiquement au dessus des courbes. La courbe en pointillés rouges indique la valeur moyenne obtenue sur l'ensemble des champs.

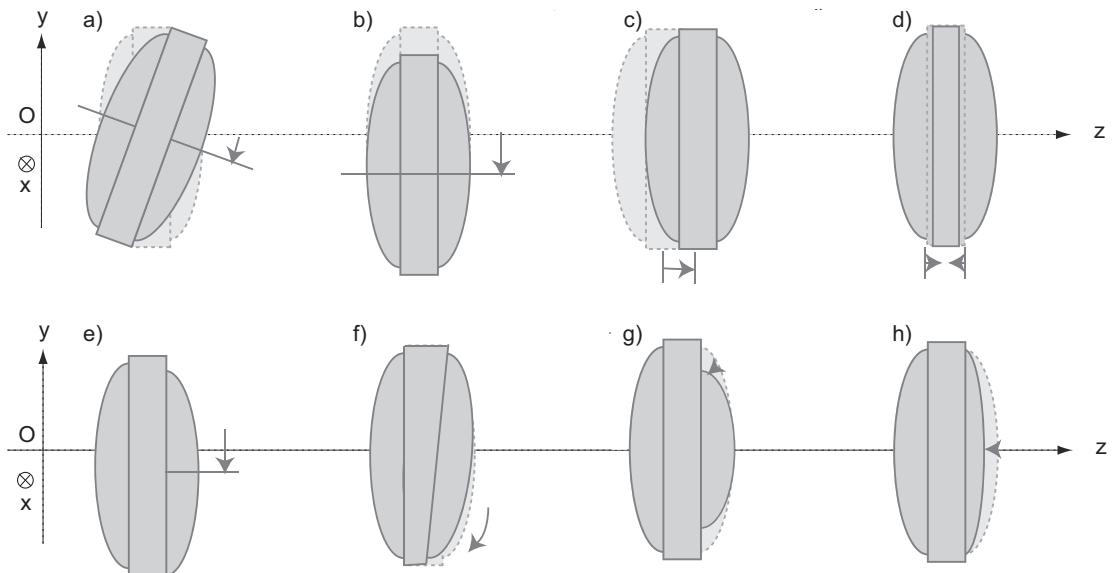


FIGURE II.16: Représentation schématique des perturbations introduites sur chaque élément du système optique pour l'évaluation des tolérances : en a), l'élément effectue une rotation par rapport à l'axe optique, en b) et c) il est décentré par rapport à l'axe optique, en d) l'épaisseur est modifiée, en e) la face de sortie est décentrée f) la face de sortie effectue une rotation par rapport à l'axe optique, en g) la constante de conicité de la face de sortie diminue, en h) le rayon de courbure de la face de sortie diminue.

ainsi que les résultats sont valables aux deux longueurs d'onde. Le tableau II.4 indique les éléments et le type de perturbations associées qui ont le plus d'impact sur la performances de l'instrument. L'impact sur le système est quantifiée par la sensibilité  $S$  d'un élément à une perturbation  $\Delta x_i$  de valeur nominale  $x_i$ , fonction de sa contribution  $\Phi$  à la performance globale lorsqu'il est soumis ou non soumis à cette perturbation :

$$S = \sqrt{(\Phi(x_i + \Delta x_i))^2 - \Phi_0^2}, \quad (\text{II.12})$$

$\Phi_0$  étant la performance du système sans perturbation ;  $i$  varie de 1 à  $n$ ,  $n$  étant le nombre total de perturbations considérées.

Il faut à ce stade vérifier que l'ordre de grandeur des sensibilités calculées est cohérent pour l'ensemble des perturbations appliquées. En effet, le système doit toujours rester limité par la diffraction. Il faut également s'assurer que les contraintes qui en découlent sur la fabrication et les alignements sont réalistes et correctement réparties sur l'ensemble des éléments.

Ainsi avec l'ensemble des tolérances appliquées lors de cette étude, le miroir primaire est l'élément le plus sensible du système. Les perturbations ayant le plus d'effet sur la performance de l'instrument sont celles liées à son positionnement : les décentrement suivant les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$  ; les rotations autour des axes  $x$  et  $y$ . Des valeurs plus faibles sur les tolérances concernées ne sont pas envisageables. En effet, le miroir primaire n'est pas régulé en température et subira comme la structure mécanique des variations de température importantes en conditions de vol (plusieurs dizaine de degré au plafond). Des tolérances plus larges seraient envisageables mais non souhaitables car elles induiraient de trop fortes contraintes sur les autres éléments optiques ainsi que sur la conception et la réalisation de la structure mécanique.

TABLE II.4: Récapitulatif des perturbations ayant le plus d'impact sur la performance du système.

Type de perturbation	Surface considérée	Perturbation	Sensibilité en erreur de front d'onde rms
Rotation autour de Ox	Miroir primaire	-0.06 °	0.059
Rotation autour de Ox	Miroir primaire	0.06 °	0.056
Décentrement suivant Oz	Miroir primaire	-0.6 mm	0.049
Décentrement suivant Oy	Miroir primaire	-0.6 mm	0.048
Rotation autour de Oy	Miroir primaire	0.06 °	0.046
Rotation autour de Oy	Miroir primaire	-0.06 °	0.046
Décentrement suivant Oy	Miroir primaire	0.6 mm	0.044
Rayon de courbure	Miroir secondaire	-0.4 mm	0.039
Décentrement suivant Oz	Miroir primaire	0.6 mm	0.038
Décentrement suivant Ox	Miroir primaire	-0.6 mm	0.037

### II.2.3 Étude statistique par la méthode Monte Carlo

L'objectif de cette étude statistique est de vérifier que le jeu de tolérances défini par l'étude de sensibilité permet de garantir un fonctionnement optimal du système optique. En effet, l'analyse de Monte Carlo permet de simuler l'effet de toutes les « perturbations » du système simultanément. A chaque itération, on fait varier aléatoirement l'ensemble des tolérances suivant une distribution normale modifiée  $\rho$  :

$$\rho(x) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi\sigma)}} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right). \quad (\text{II.13})$$

La valeur aléatoire  $x$  correspond à la valeur moyenne du paramètre, obtenue en considérant sa valeur théorique et les deux tolérances extrêmes :

$$-n\sigma \leq x \leq n\sigma. \quad (\text{II.14})$$

L'écart type  $\sigma$  est égal à la moitié de l'intervalle de tolérance divisé par n. Cela permet de s'assurer qu'aucune valeur sélectionnée ne dépasse les tolérances définies. Par exemple, si on prend n=2 (valeur utilisée dans cette étude) et un composant dont l'épaisseur nominale est de 100 mm avec une tolérance de + 3 mm et -1 mm, alors la distribution normale résultante aura pour valeur moyenne 101 mm avec un écart type de 1, une valeur minimale de 99 mm et une valeur maximale de 103 mm.

Pour que la distribution statistique soit correctement échantillonnée, il faut  $m^2$  cycles avec m le nombre de tolérances. Dans notre cas, nous avons 51 paramètres, il faut donc au moins 2601 cycles, j'en utilise ici 3000.

On définit la performance globale P du système comme la somme quadratique de l'erreur de front d'onde du système sans perturbation  $\Phi_0$  et de la contribution à l'erreur de front d'onde de chaque perturbation  $\Phi(\Delta x_i)$  (i varie de 1 à n, n étant le nombre total de perturbations considérés) :

$$P = \sqrt{\Phi_0^2 + \sum_{i=1}^n (\Phi(\Delta x_i))^2}. \quad (\text{II.15})$$

J'utilise la somme quadratique plutôt que la somme linéaire de façon à obtenir un résultat réaliste. En effet, en conditions de fonctionnement, certaines perturbations se compensent tandis que d'autres s'ajoutent. La performance du système est évaluée à chaque itération de l'étude statistique.

La figure II.17 présente la distribution de résultats ainsi obtenu, qui est de type Gaussienne, avec une valeur moyenne de 0.066 et un écart type de 0.019 en longueur d'onde RMS. 66 % des configurations obtenues aléatoirement respectent le critère de Maréchal de  $\lambda/14$  et 94 % ont une erreur de front d'onde inférieure à  $\lambda/10$ . On peut ainsi estimer que le jeu de tolérance utilisé permet l'obtention d'un système limité par la diffraction ou du moins très proche de la limite de diffraction.



### II.2.4 Répartition des tolérances

La répartition du budget de tolérance est présentée dans le tableau II.5. L'erreur de front d'onde du système est estimée à  $\lambda/13$ , ce qui correspond à un intervalle de confiance à  $2\sigma$  sur le résultat obtenu par la méthode de Monte-Carlo (figure II.17).

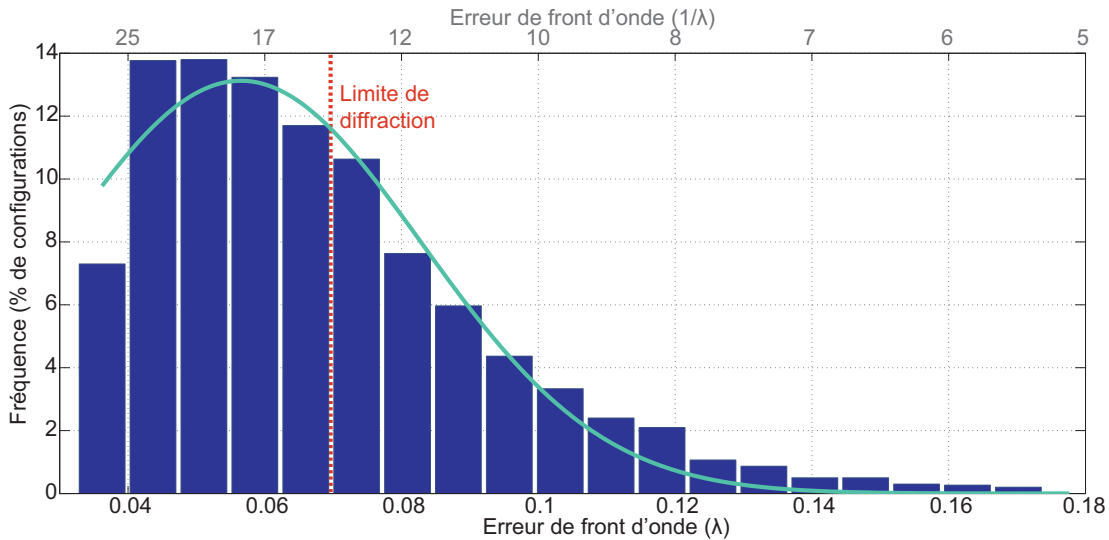


FIGURE II.17: Distribution des résultats obtenus par étude de Monte Carlo : la décroissance est moins rapide à droite, il est en effet plus probable d'obtenir une dégradation par perturbation du système.

Comme vu lors de l'étude de sensibilité (cf. II.2.2), le miroir primaire, et plus particulièrement son positionnement, est l'élément le plus critique du système, en ce qui concerne la qualité image. Il est de plus non contrôlé en température en conditions de vol, contrairement aux optiques froides. En terme de positionnement, on lui a ainsi alloué un budget plus important que pour les optiques froides. Les paramètres optiques du miroir primaire ont au contraire des tolérances plus faibles que les optiques froides. C'est une conséquence directe de sa dimension imposante<sup>6</sup>.

Les tolérances définies, incluent les incertitudes d'alignement, de fabrication des éléments ainsi que les variations dues aux conditions d'environnement. Pour définir les spécifications de réalisation, il faut donc prendre en compte l'ensemble de ces éléments ainsi que les contraintes liées à la structure mécaniques et les limites imposées par les moyens de fabrication, pour obtenir des spécifications réalistes. Cette étape se fait ainsi en étroite collaboration avec le mécanicien du projet et les fournisseurs potentiels de chaque composants optiques.

Si le fournisseur du composant caractérise le composant après réalisation, on spécifie une tolérance de fabrication et une précision de connaissance sur chaque paramètre optique. Dans le cas contraire, on spécifie uniquement la tolérance de fabrication (la précision de connaissance est alors dépendante des moyens de tests du laboratoire).

6. Les spécifications du miroir primaire sont détaillées au III.1

TABLE II.5: Perturbations incluses dans l'étude de tolérancement.

Elément optique	Paramètre considéré	Tolérance
Miroir primaire	Translation en x, y, z	$\pm 0.6$ mm
	Rotation autour de x, y	$\pm 0.06^\circ$
	Rayon de courbure	$\pm 0.3$ mm
	Constante de conicité	$\pm 0.0001$
Miroir secondaire	Translation en x, y, z	$\pm 0.2$ mm
	Rotation autour de x, y	$\pm 0.05^\circ$
	Rayon de courbure	$\pm 0.4$ mm
	Constante de conicité	$\pm 0.0001$
Miroir plan	Translation en x, y, z	$\pm 0.2$ mm
	Rotation autour de x, y	$\pm 0.05^\circ$
Lentille de champ	Translation en x, y, z de la lentille	$\pm 0.2$ mm
	Translation en x, y, z de la face d'entrée	$\pm 0.2$ mm
	Translation en x, y, z de la lentille de sortie	$\pm 0.2$ mm
	Rotation autour de x, y de la lentille	$\pm 0.05^\circ$
	Rotation autour de x, y de la face d'entrée	$\pm 0.05^\circ$
	Rotation autour de x, y de la face de sortie	$\pm 0.05^\circ$
	Rayon de courbure de la face d'entrée	$\pm 1$ mm
	Rayon de courbure de la face de sortie	$\pm 1$ mm
	Constante de conicité de la face d'entrée	$\pm 0.01$
	Constante de conicité de la face de sortie	$\pm 0.01$
	Epaisseur	$\pm 0.2$ mm
Lentille de focalisation	Translation en x, y, z de la lentille	$\pm 0.2$ mm
	Translation en x, y, z de la face d'entrée	$\pm 0.2$ mm
	Translation en x, y, z de la lentille de sortie	$\pm 0.2$ mm
	Rotation autour de x, y de la lentille	$\pm 0.05^\circ$
	Rotation autour de x, y de la face d'entrée	$\pm 0.05^\circ$
	Rotation autour de x, y de la face de sortie	$\pm 0.05^\circ$
	Rayon de courbure de la face d'entrée	$\pm 1$ mm
	Rayon de courbure de la face de sortie	$\pm 0.3$ mm
	Constante de conicité de la face d'entrée	$\pm 0.01$
	Constante de conicité de la face de sortie	$\pm 0.01$
		Epaisseur

Pour le rayon de courbure des surfaces coniques (miroirs primaire et secondaire, système ré-imageur), on a besoin d'une précision de connaissance au maximum égale à la tolérance estimée par l'étude de Monte-Carlo. On cherchera en réalité à obtenir une précision inférieure à cette valeur maximale. Cela permet d'allouer le reste du budget sur un autre poste, en particulier la modification du rayon de courbure induite par les variations des conditions d'environnement. Une modification du rayon de courbure ne fera pas varier les caractéristiques optiques du système. Par contre, cela modifiera la distance nécessaire entre le miroir primaire et secondaire. Dans ce cas, la tolérance de fabrication sera fixée en partie par l'encombrement acceptable par l'instrument ainsi que par les marges de réglages disponibles.

Pour la constante de conicité, le problème est différent suivant si on considère les miroirs du télescope ou le système ré-imageur. Pour les miroirs du télescope, les constantes de conicité sont liées par la condition dite de Mizuguchi-Dragone (cf. II.1.1.1). Afin de ne pas dégrader les performances de l'instrument, il faut donc obtenir une constante de conicité très proche de la valeur nominale. La précision de connaissance doit comme pour le rayon de courbure être au maximum égale à la tolérance estimée par l'étude de Monte-Carlo. Pour le système ré-imageur, une variation de constante de conicité peut être compensée par une optimisation de la position des lentilles. La tolérance de fabrication est dans ce cas définie principalement en fonction de l'encombrement et les moyens de réglages disponibles. Les lentilles n'étant pas contrôlées par le fournisseur, on ne spécifie pas de précision de connaissance.

## II.2.5 Synthèse

La méthodologie utilisée pour déterminer les tolérances applicables au système optique comprend :

- l'estimation des tolérances sur les paramètres optiques à partir de l'équation générale d'une surface optique
- l'étude de sensibilité permettant d'identifier les éléments ayant le plus d'influence sur le système optique et de déterminer un premier jeu de tolérance
- l'analyse par la méthode de Monte Carlo à l'aide de laquelle on vérifie que le jeu de tolérances permet l'obtention de performances optimales

L'ensemble des tolérances ainsi défini, constitue notamment le point de départ pour la définition des spécifications de réalisation (cf. III.1). Cela permet également de quantifier les marges de réglages acceptables lors de l'intégration de l'instrument et de s'assurer qu'elles sont réalistes par rapport aux moyens de test et d'alignement disponibles. Enfin, c'est une référence permettant de vérifier l'adéquation entre le système réel et attendu tout au long de la mise en oeuvre de l'instrument.

Le système optique et la structure mécanique sont de plus conçus de façon à minimiser les déformées en conditions d'environnement<sup>7</sup>. Le télescope étant hors axe, le système optique possède de fait un axe de symétrie (figure II.18) correspondant à l'axe de symétrie du miroir primaire. De façon à minimiser les déformées en conditions d'environnement, la structure mécanique a été symétrisée autour de cet

---

7. Les variations de caractéristiques du miroir primaire en fonction des conditions d'environnement sont détaillées en III



FIGURE II.18: Axe de symétrie du système optique et de la structure mécanique.

axe de symétrie optique. De plus cette structure a été réalisée en aluminium comme les miroirs du télescope.

### II.3 Conclusion

J'ai présenté dans ce chapitre les trois sous systèmes principaux du concept optique : le télescope, le système ré-imageur et le polarimètre. Le télescope, de type Gregory hors axe, collecte le flux de la source observée. Il respecte la condition Mizuguchi Dragone de façon à optimiser la qualité image et à minimiser la polarisation instrumentale.

Le plan focal étant constitué de matrices de bolomètres, il est nécessaire d'utiliser un système ré-imageur télécentrique. Celui-ci permet l'obtention d'une qualité image optimale sur l'ensemble du plan focal.

Le polarimètre est constitué d'une lame demi-onde et d'un polariseur à grille permettant de mesurer simultanément deux directions orthogonales de polarisation.

Le système nominal est limité par la diffraction sur l'ensemble du plan focal et ses principales caractéristiques sont :

- une distance focale équivalente de 1800 mm
- une ouverture numérique de  $f/2.5$
- un champ de vue instantané de  $1^\circ \times 0.8^\circ$
- une résolution angulaire de  $1.4'$  à  $240 \mu\text{m}$
- une distorsion maximale en bord de champ  $< 8 \%$
- une qualité image optimale pour une défocalisation inférieure à 1.5 mm

L'étude de tolérancement, effectuée sur le système nominal, est constituée principalement d'une étude de sensibilité et d'une analyse statistique par la méthode de Monte-Carlo. Cette étude a permis de définir un ensemble de tolérances pour lesquelles le système reste limité par la diffraction.

De façon à obtenir un instrument de performance optimale, les composants optiques sont dans un premier temps caractérisé séparément, puis par sous-système. L'instrument est ensuite intégré et caractérisé en éclairage submillimétrique non polarisé et polarisé.

Les résultats de ces tests sont complétés par des modélisations du comportement du système optique en fonction des conditions d'environnement (cf. III.3). En utilisant comme référence le système nominal et les tolérances associées, on peut ainsi vérifier l'adéquation entre le système réel et nominal.

## ☞ CHAPITRE III ☞

# CARACTÉRISATION ET ESTIMATION DES PERFORMANCES EN VOL DU MIROIR PRIMAIRE

### Sommaire

---

<b>III.1 De la modélisation à la réalisation . . . . .</b>	<b>68</b>
III.1.1 Spécifications . . . . .	68
III.1.1.1 Conditions d'environnement . . . . .	68
III.1.1.2 Choix du substrat/Contrainte de masse . . . . .	69
III.1.1.3 Revêtement . . . . .	69
III.1.1.4 État de surface . . . . .	70
III.1.1.5 Dimensions du miroir . . . . .	70
III.1.1.6 Caractéristiques optiques . . . . .	70
III.1.2 Métrologie . . . . .	71
III.1.2.1 Mesure de réflectivité . . . . .	71
III.1.2.2 Mesure de rugosité . . . . .	71
III.1.2.3 Contrôle de forme . . . . .	73
III.1.2.4 Echantillons . . . . .	73
III.1.3 Matrice de conformité . . . . .	73
<b>III.2 Caractéristiques optiques et mécaniques à température ambiante . . . . .</b>	<b>75</b>
III.2.1 Méthodologie . . . . .	76
III.2.1.1 Calcul des paramètres optiques, des translations en x, y, z et des rotations autour des axes Ox et Oy . . . . .	76
III.2.1.2 Calcul des paramètres mécaniques et de la rotation autour de l'axe Oz . . . . .	78
III.2.1.3 Positionnement des billes dans le repère optique . . . . .	80
III.2.2 Incertitudes associées . . . . .	80
III.2.2.1 Incertitudes liées à l'instrumentation . . . . .	80
III.2.2.2 Incertitudes liées aux fluctuations de température . . . . .	82
III.2.2.3 Incertitudes totales . . . . .	83
III.2.3 Adéquation entre les caractéristiques estimées et les spécifications du miroir primaire . . . . .	84
<b>III.3 Variations des caractéristiques en fonction des conditions d'environnement . . . . .</b>	<b>86</b>
III.3.1 Déformations sous gradients de température . . . . .	86

III.3.2	Déformations sous gravité . . . . .	88
III.3.3	Déformations en température homogène . . . . .	88
III.3.4	Optimisation des réglages du miroir primaire . . . . .	91
III.3.4.1	Réglages du miroir primaire pour les tests au sol . . . . .	93
III.3.4.2	Réglages du miroir primaire sur site de lancement . . . . .	94
<b>III.4</b>	<b>Caractérisation dans le domaine submillimétrique . . . . .</b>	<b>97</b>
III.4.1	Description du banc de tests . . . . .	97
III.4.1.1	Description des éléments . . . . .	99
III.4.1.2	Flux collecté par le miroir primaire . . . . .	99
III.4.1.3	Diamètre de la tache image . . . . .	100
III.4.1.4	Echantillonnage de la tache image . . . . .	102
III.4.1.5	Système de détection . . . . .	102
III.4.2	Méthodologie de réglages . . . . .	102
III.4.2.1	Moyens métrologiques . . . . .	103
III.4.2.2	Mise en configuration . . . . .	103
III.4.2.3	Estimation des incertitudes sur le positionnement du miroir primaire . . . . .	105
III.4.3	Résultats de mesures . . . . .	106
III.4.3.1	Orientation optimale . . . . .	106
III.4.3.2	Position du foyer . . . . .	112
III.4.3.3	Forme des taches images . . . . .	114
III.4.4	Adéquation entre les résultats mesurés et estimés par la mesure 3D	116
<b>III.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>116</b>

---

Le miroir primaire constitue la pièce maîtresse de l'instrument optique (figure III.1). Son concept permet de répondre aux objectifs scientifiques du projet (Engel et al. (2010b), Ristorcelli et al. (2008)) :

- une surface de collection assurant les besoins photométriques,
- une résolution angulaire  $\leq 3.50'$ ,
- la minimisation du signal parasite dû à la diffraction et à l'émission propre du miroir,
- la minimisation de la polarisation instrumentale,
- une qualité image optimale sur un plan focal étendu,
- la minimisation des déformées sous effets de gravité et thermo élastiques,
- le maintien des caractéristiques et performances optiques dans l'ensemble des conditions d'environnement du vol.

L'ensemble de ces critères est défini par des spécifications optiques (état de surface, rayon de courbure, constante de conicité, distance hors axe), mécaniques et thermiques (déformées sous gravité, sous gradients thermiques, en température homogène, allègement,...), comprenant des tolérances de fabrication et de précisions de connaissance. Les caractéristiques optiques sont contrôlées pendant les différentes phases de réalisation, le concept mécanique est optimisé par modélisation thermo élastique.

J'ai contribué à la phase de définition des spécifications du miroir primaire. Puis j'ai été chargée du suivi technique de la réalisation. Pendant la phase de conception, le fournisseur a effectué des études préliminaires, à partir des caractéristiques optiques théoriques du miroir, qui lui ont permis d'optimiser le concept du miroir de manière à minimiser les déformations induites par les conditions d'environnement. Ces études étaient basées sur un calcul de déformations du miroir sous différentes conditions d'environnement. A partir des cartes de déformations, il est alors possible de déterminer les caractéristiques optiques et la position du foyer associé.

Afin d'effectuer le suivi des études effectuées par le fournisseur, j'ai mis en place une méthodologie de calcul pour traiter les cartes de déformées et évaluer les incertitudes associées. Après la réalisation, connaissant les caractéristiques réelles du miroir, j'ai appliqué cette méthode afin d'estimer les variations de caractéristiques en fonction des conditions d'environnement et d'utilisation.

A partir de ces résultats j'ai déterminé les réglages optimum du miroir pour les tests au sol (caractérisation du miroir, intégration et caractérisation de l'instrument). J'ai également estimé les réglages à effectuer avant lancement. Les caractéristiques du miroir ainsi obtenues ont été validées en laboratoire, à température ambiante, avec un banc de tests dans le domaine submillimétrique (Engel (2011b)).

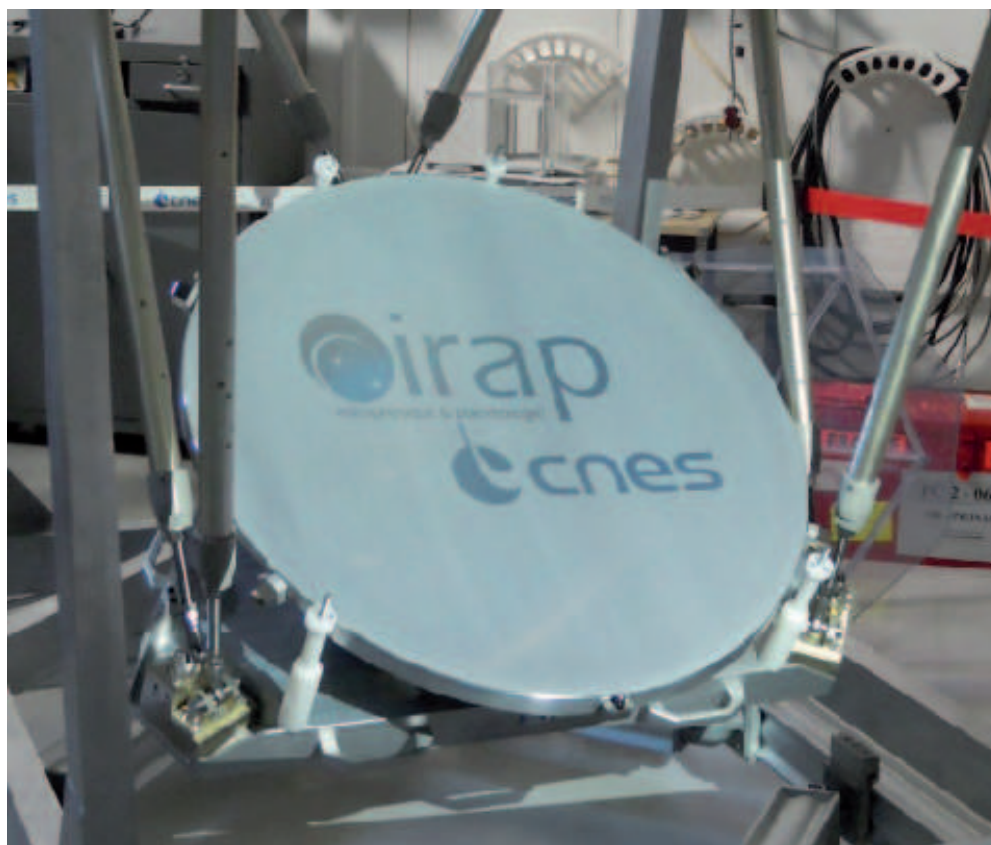


FIGURE III.1: Miroir primaire intégré dans la structure mécanique.



### III.1 De la modélisation à la réalisation

L'appel d'offre du miroir primaire a été lancé en Octobre 2007 et sa réalisation a officiellement démarrée en Mars 2008. Sa livraison au laboratoire a eu lieu en Novembre 2009. J'indique dans cette partie, les spécifications présentées dans le cahier des clauses techniques particulières de l'appel d'offre (Ristorcelli et al., 2007) relatif à la réalisation du miroir primaire (caractéristiques optiques, mécaniques et incertitudes associées et conditions d'utilisation du miroir). Je présente également les contrôles métrologiques effectués par le fournisseur (SAGEM REOSC) et les moyens mis à disposition pour la caractérisation du miroir en laboratoire.

#### III.1.1 Spécifications

##### III.1.1.1 Conditions d'environnement

La température d'utilisation du miroir primaire sera variable en fonction du site de lancement. La figure III.2 présente le profil de température moyen en fonction de l'altitude, obtenu depuis le site de Kiruna. Ces courbes sont données à titre d'exemple, cependant, en considérant une altitude plafond d'environ 40 km (soit une pression équivalente de 1 hPa), on peut estimer que la température plafond sera comprise entre  $-70\text{ °C}$  à  $+40\text{ °C}$ , avec une température plafond typique de  $-20\text{ °C}$ .

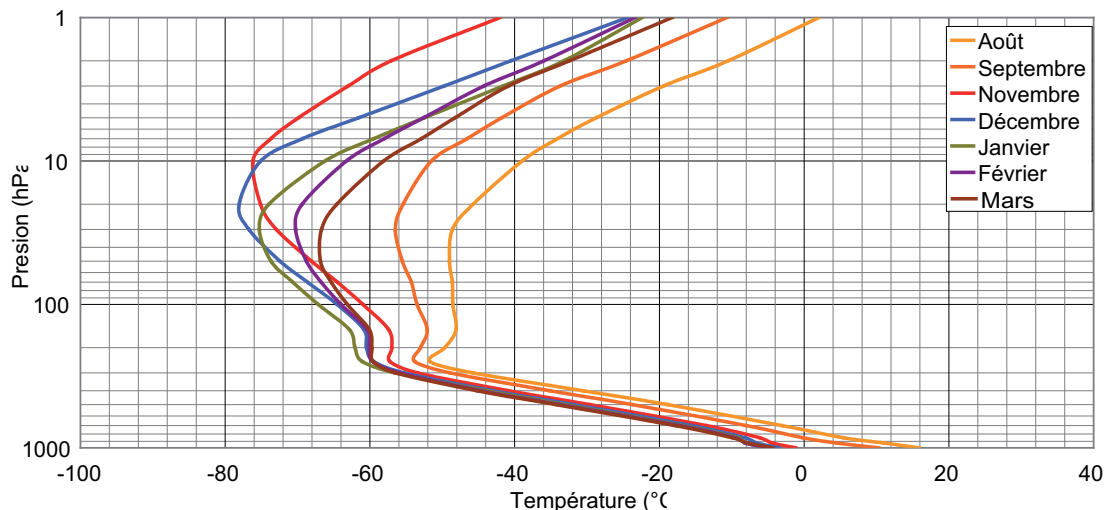


FIGURE III.2: Relevé de profil de température en fonction de la pression, effectué sur le site de Kiruna.

Concernant les déformations sous gravité au lancement et pendant les observations, on considère une accélération de 1G. Pour les déformées sous gravité, il est nécessaire de considérer l'ensemble des angles d'élévation de l'instrument qui seront compris entre 20 et 60°. Il faut également s'assurer que les déformations induites par l'ouverture du parachute et le décrochage du ballon sont élastiques. Ces accélérations sont considérées comme quasi statiques avec 10G vertical/5G horizontal pour l'ouverture du parachute et 15G vertical/7.5G horizontal au moment du décrochage sous ballon.

Enfin, le dernier paramètre pouvant affecter les caractéristiques optiques est la corrosion liée à l'humidité. On estime que l'humidité relative pourra atteindre 100 % pendant la montée du ballon. Il faut par conséquent s'assurer que le revêtement permettra de protéger le miroir sur ce point.

#### III.1.1.2 *Choix du substrat/Contrainte de masse*

Le miroir sera à température ambiante et non réglable en vol. Il est par conséquent important d'avoir une structure mécanique et un miroir constitué du même matériau, de façon à ce que les déformées en conditions d'environnement se compensent au maximum.

L'utilisation d'un substrat en verre (type zérodur) n'était pas envisageable, notamment en raison des contraintes de masses, malgré un très bon comportement en température (coefficient de dilatation faible) et en vieillissement. Les céramiques, type carbure de silicium, étaient également des candidats intéressants. Cependant le coût associé n'était pas envisageable dans notre cas. L'aluminium est finalement le substrat le mieux adapté à notre projet.

La masse totale du miroir et de sa plaque de support ayant un budget inférieur à 40 kg, il est nécessaire d'avoir un concept allégé, prenant en compte cette contrainte de poids et minimisant les déformations thermo-élastiques et sous gravité. De plus, les 3 pieds du miroir sont conçus de manière à absorber au maximum les déformations.

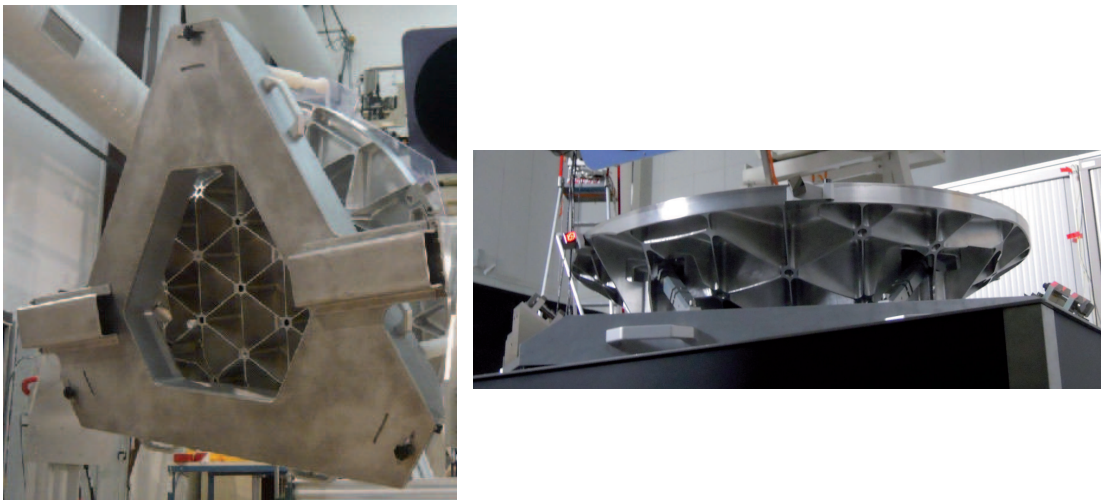


FIGURE III.3: Vue sur la partie allégée du miroir primaire.

#### III.1.1.3 *Revêtement*

Le revêtement doit protéger le miroir sur l'ensemble de la durée de la mission et doit être compatible avec un procédé standard de nettoyage. De plus, afin de limiter le bruit de fond de l'instrument, son coefficient de réflexion doit être supérieur à 0.98. Un revêtement classique de type Silice est donc tout à fait adapté à nos besoins, le substrat aluminium ayant naturellement un fort pouvoir réfléchissant.

### III.1.1.4 État de surface

La précision et la rugosité demandées sont respectivement de  $5 \mu\text{m RMS}$  et  $0.2 \mu\text{m RMS}$ . On estime généralement qu'une surface est de qualité suffisante pour faire de l'imagerie quand la précision de surface est de l'ordre de  $\lambda/20 \text{ RMS}$ . On choisit ici de se limiter à  $\lambda/50 \text{ RMS}$  car au delà, on atteint une qualité de surface optique, donc plus onéreuse.

Il est important de noter que la qualité de surface demandée est optimale à nos longueurs d'onde d'étude mais de « faible qualité » pour les fournisseurs habitués à travailler dans des longueurs d'onde plus courtes. La réalisation de ce miroir n'est cependant pas aisée notamment par l'utilisation d'un substrat aluminium et la nécessité d'une structure allégée pour les contraintes de masse de l'instrument.

### III.1.1.5 Dimensions du miroir

Le miroir primaire a une surface utile projetée de 730 mm de diamètre. Toutefois, de manière à s'affranchir au maximum des lumières parasites, il est nécessaire d'avoir une surface physique plus importante que la surface utile. L'étude des lumières parasites n'avait pas encore été effectuée au moment de l'appel d'offre. Nous nous sommes servis de l'expérience acquise sur d'autres instruments pour quantifier le pourcentage de marge de surface nécessaire (Crill et al., 2002). Nous avons également dû prendre en compte les contraintes mécaniques, ce qui nous amène à un compromis égal à 22 % de la surface totale soit un diamètre physique projeté de 830 mm (figure III.4).

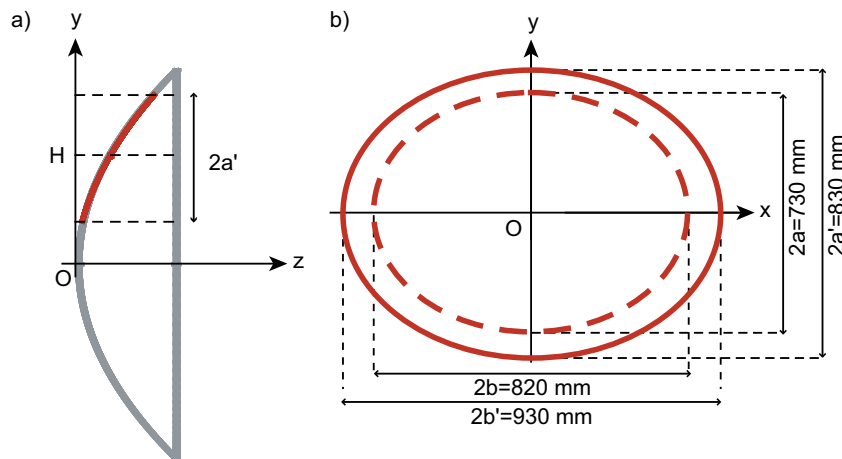


FIGURE III.4: a) Distance hors axe  $\overline{OH}$  et diamètre utile projeté  $2a$ , b) Dimensions des grands axe et petit axe de la surface utile ( $2a$  et  $2b$ ) et de la surface totale ( $2a'$  et  $2b'$ ).

### III.1.1.6 Caractéristiques optiques

Les résultats de l'étude de tolérance, effectuée sur l'ensemble du système optique nominal, ont été confrontés avec les moyens de mesure des fournisseurs potentiels, de manière à définir deux paramètres importants concernant les caractéristiques

tiques optiques : la tolérance de fabrication et la précision de la connaissance du paramètre.

La distance focale théorique du miroir primaire est de 750 mm. Il n'est pas nécessaire d'obtenir rigoureusement cette valeur. En effet, le plus important est de connaître avec précision sa valeur, pour pouvoir aligner correctement le miroir primaire et le photomètre. Il faut malgré tout ne pas trop relâcher cette tolérance de fabrication pour des raisons d'encombrement dans la structure mécanique.

En prenant en compte ces éléments ainsi que les moyens de mesures du fabricant, nous avons fixé la tolérance de fabrication à  $\pm 2$  mm avec une précision sur la connaissance de  $\pm 0.2$  mm.

La distance hors axe du miroir primaire est de 700 mm. La problématique est la même que pour la distance focale. On aboutit par conséquent au même résultat, c'est à dire une tolérance de  $\pm 2$  mm et une précision sur la connaissance de  $\pm 0.2$  mm.

La constante de conicité est un paramètre plus critique que la distance focale et hors axe. Il est nécessaire d'obtenir une valeur aussi proche que possible de la valeur théorique pour ne pas dégrader la qualité optique et minimiser la polarisation instrumentale. La constante de conicité du miroir primaire est de -1. La tolérance est de  $\pm 0.001$  avec une connaissance de  $\pm 0.0005$ . Ces valeurs sont issues d'un compromis entre le calcul de tolérance optiques effectués sur l'ensemble du système et la plus petite valeur mesurable (liée à l'état de surface demandé).

### III.1.2 Métrologie

Je présente ici les contrôles métrologiques effectués par le fournisseur et les moyens mis à disposition pour les tests complémentaires au laboratoire.

#### III.1.2.1 Mesure de réflectivité

La mesure de réflectivité a été effectuée sur un échantillon possédant les mêmes caractéristiques que le miroir, pour des longueurs d'onde comprise entre 0.4 à 50  $\mu\text{m}$  (figure III.5). En effet, le fournisseur ne disposait pas de moyens de mesure lui permettant de réaliser des mesures au delà de 50  $\mu\text{m}$ .

Cependant la couche réfléchissante du miroir est constitué d'aluminium. Or ce matériau a un comportement proche d'un métal parfait à grandes longueurs d'onde (cf. IV.2.2). On retiendra ici que le coefficient de réflexion à nos longueurs d'onde d'étude est au moins égal à celui mesuré à la plus grande longueur d'onde, soit 98.7 %.

#### III.1.2.2 Mesure de rugosité

La rugosité a été mesurée par le fournisseur, sur le miroir primaire, à l'aide d'un microscope à contraste interférentiel de type Nomarsky. Le principe de fonctionnement de cet instrument, basé sur l'utilisation d'un prisme de Nomarsky, est présenté sur la figure III.6.

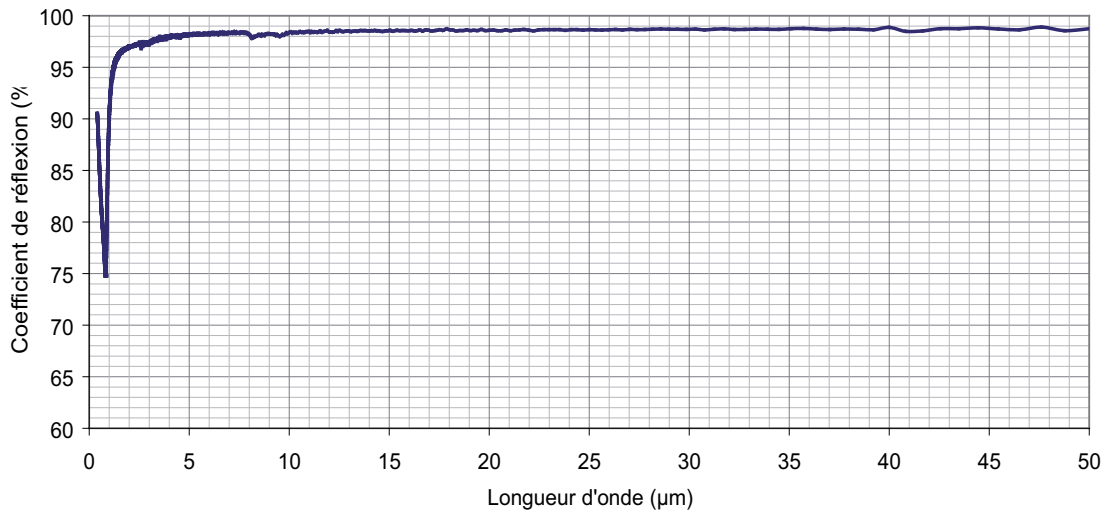


FIGURE III.5: Coefficient de réflexion (%), en fonction de la longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ ), mesuré sur un échantillon représentatif du miroir primaire, pour un angle d'incidence de  $6^\circ$ .

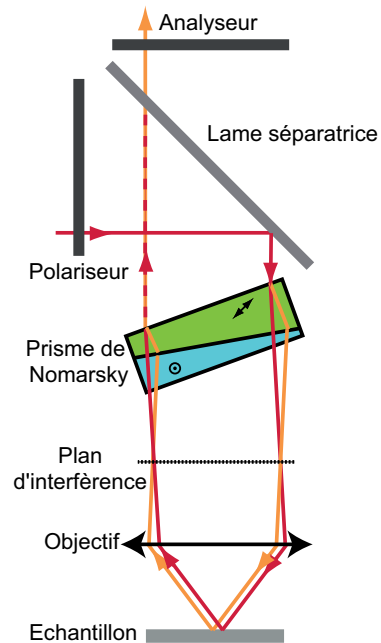


FIGURE III.6: Schéma de principe d'un microscope à contraste interférentiel de type Nomarski.

Le prisme de Nomarsky est constitué de deux prismes d'un matériau biréfringent uniaxe, le plus souvent du quartz, assemblé de façon à ce qu'un des axes soit dans le plan de l'interface, l'autre étant hors du plan. Ce composant sépare le faisceau incident polarisé linéairement en deux faisceaux polarisés orthogonalement, qui sont ensuite focalisés sur l'échantillon par l'objectif. Après réflexion sur l'échantillon, les faisceaux sont recombinaés par le même prisme.

Si les faisceaux restent polarisés perpendiculairement, ils ne peuvent interférer et sont arrêtés par l'analyseur. Si un des rayons a été déphasé par rapport à l'autre, ils peuvent interférer et de la lumière est transmise par le polariseur. Les différences de phases induites par l'échantillon sont ainsi converties en variations d'intensité, à partir desquelles on peut en déduire la topologie de surface de l'échantillon.

Cette mesure a été effectuée sur 3 zones (centre, mi-rayon, et bord du miroir), d'une taille de  $1 \times 0.8 \text{ mm}^2$ . Les résultats obtenus sont :  $0.14 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $0.15 \text{ }\mu\text{m}$  et  $0.16 \text{ }\mu\text{m}$  RMS.

### III.1.2.3 Contrôle de forme

La surface du miroir est doucie et non polie. Dans ce cas, on ne peut pas faire de contrôle optique : la surface est diffusante, il n'y a pas ou du moins peu de réflexions spéculaires dans le visible. La forme du miroir a été contrôlée avec une machine tridimensionnelle avec contact à différentes étapes de la réalisation (figure III.7). La mesure finale a été effectuée avant la pose du revêtement, afin de ne pas endommager ce dernier.

Pour repérer la position du foyer en laboratoire, 3 billes de références et 4 cubes optiques ont été positionnés sur le contour du miroir (figure III.8). La position de ces billes et l'orientation des cubes ont été mesurés pendant le contrôle final.

### III.1.2.4 Échantillons

Afin d'évaluer les dérives de caractéristiques au cours du temps, 4 échantillons ont été réalisés dans les mêmes conditions que le miroir (même revêtement, procédé de fabrication, état de surface...).

Un témoin de vieillissement est conservé dans des conditions de propriétés optimales et permet de distinguer d'éventuelles dégradations « naturelles » à celles produites par les conditions d'utilisation.

Un témoin suiveur est fixé à côté du miroir sur l'instrument. Il subit les mêmes conditions d'environnement et d'utilisation que le miroir.

Deux témoins supplémentaires sont disponibles pour effectuer des tests complémentaires en laboratoire (tenue en hygrométrie, tenue en température, réflectivité...).

## III.1.3 Matrice de conformité

Le tableau III.1 récapitule les caractéristiques optiques, mécaniques et les conditions d'environnement auxquelles sera soumis le miroir, tel que définies dans

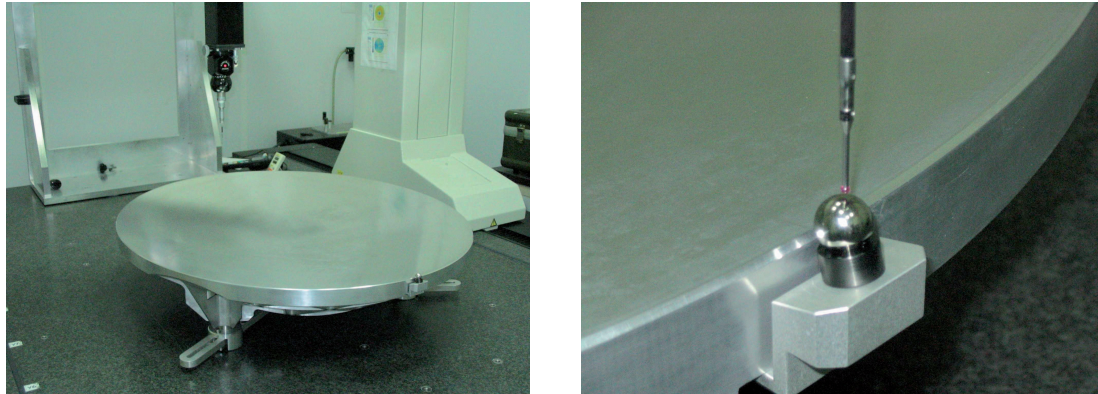


FIGURE III.7: Mesure tridimensionnelle effectuée avec contact sur le miroir primaire, a) configuration du miroir pendant la mesure, b) mesure tridimensionnelle d'une des billes de référence.

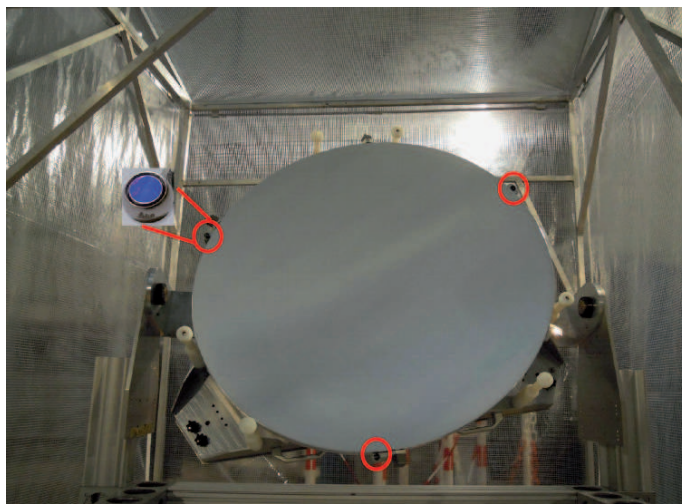


FIGURE III.8: Zoom sur les billes positionnées sur le contour du miroir.

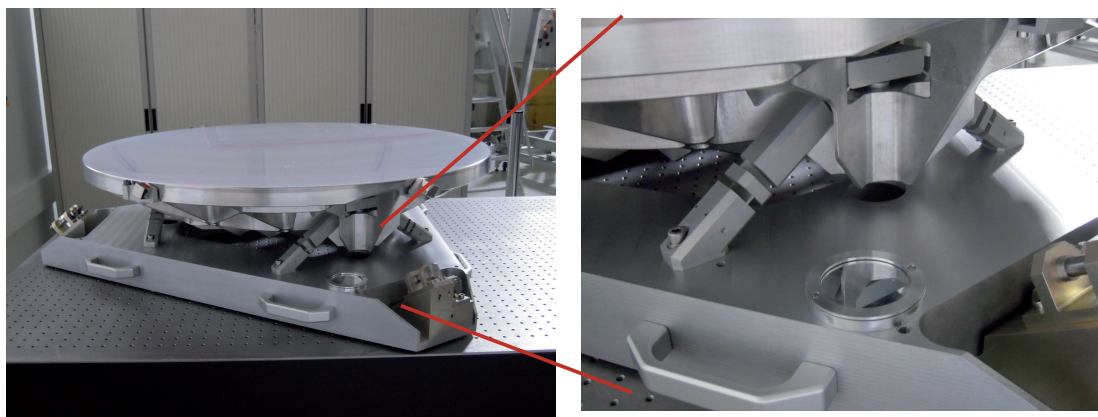


FIGURE III.9: Témoin suiveur fixé aux pieds du miroir primaire.

le cahier des charges de réalisation du miroir primaire.

TABLE III.1: Récapitulatif des spécifications du miroir.

Caractéristiques mécaniques	
Substrat	Aluminium
Revêtement	Al+SiO
Surface physique	830×930 mm
Surface utile	810×907 mm
Masse	< 40 kg
Caractéristiques optiques	
Distance focale	750 ± 2 mm connaissance à ±0.2 mm
Distance hors axe	700 ± 2 mm connaissance à ±0.2 mm
Constante de conicité	-1 ± 0.001 connaissance à ±0.0005
Précision de surface	< 5 µm RMS
Rugosité de surface	< 0.2 µm RMS
Coefficient de réflexion	> 0.98 % de 100 à 900 µm
Conditions d'environnement	
Température plafond	-70 °C à +40 °C
Humidité relative	jusqu'à 100 %
Angle d'élévation	de 20 à 60°
Accélération à l'ouverture du parachute	10G vertical et 15G horizontal
Accélération à l'atterrissage	15G vertical et 7.5G horizontal

### III.2 Caractéristiques optiques et mécaniques à température ambiante

La prise en compte des déformations sous conditions d'environnement permettra le réglage sur site de lancement du miroir primaire par rapport au photomètre. En effet, n'ayant pas de système de réglage en vol, il est nécessaire de vérifier que les déformées sur le miroir primaire se compensent avec celles obtenues sur la structure mécanique, dans la limite des tolérances permettant l'obtention de performances optiques optimales. Je présente ici les évaluations que j'ai effectuées sur le miroir primaire.

La forme du miroir a été contrôlée par le fournisseur, avec une machine tridimensionnelle avec contact, à différentes étapes de la réalisation. La mesure finale a été effectuée avant la pose du revêtement, afin de ne pas endommager ce dernier. Cette mesure comprend 2072 points sur la surface optique, soit environ 1 point tous les 17 mm, ce qui permet le calcul du rayon de courbure, de la constante de conicité et de la position du vertex (figure III.10).

78 points de mesure ont été effectués sur le contour afin de quantifier les dimensions mécaniques du miroir. 12 points ont été mesurés sur les 3 billes de référence. Ces billes sont utilisées pour repérer la position du foyer et les axes du repère optique du miroir.



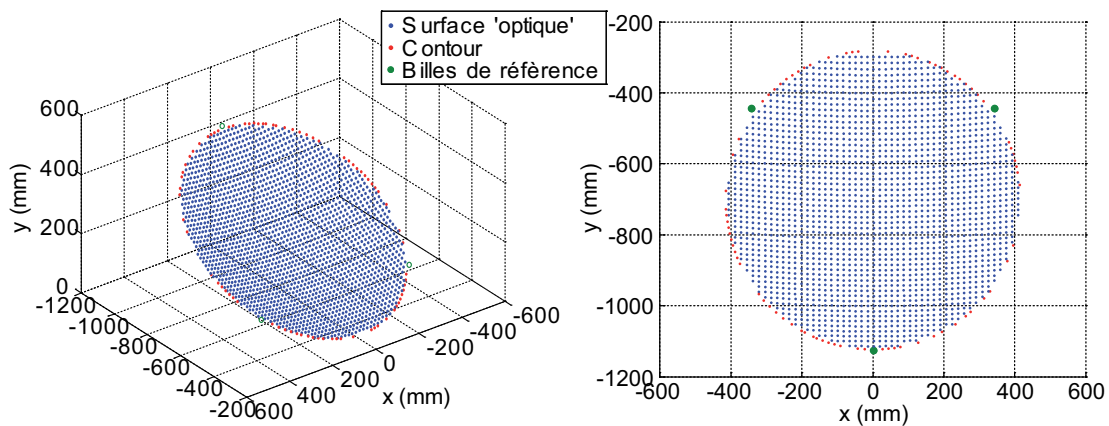


FIGURE III.10: Nuage de points de mesure 3D, mesuré sur le miroir : en bleu la surface optique, en rouge le contour physique du miroir, en vert les billes de référence.

Je décris dans cette partie la méthodologie que j'ai mis en place pour extraire les caractéristiques du miroir et les incertitudes associées, à partir des nuages de points 3D. Ces résultats sont utilisés pour évaluer les réglages à effectuer sur le miroir primaire pour les tests au sol et sur site de lancement (cf. III.3).

### III.2.1 Méthodologie

La surface optique du miroir primaire peut être décrite à l'aide de l'équation générale d'une surface quadrique, qui constitue le point de départ de la méthodologie de traitement du nuage 3D (cf. Annexe A). A partir des points mesurés sur la surface optique, j'ai estimé les paramètres optiques du miroir : le rayon de courbure et la constante de conicité. Puis en couplant les résultats obtenus sur la surface optique et sur le contour physique du miroir, j'ai calculé les paramètres mécaniques (décentrement, diamètre) et positionné le nuage de points dans un repère de référence que j'appellerai par la suite repère optique.

Pour chaque point de coordonnées  $(x,y,z)$  d'une surface de conicité  $k$  quelconque, positionnée dans le repère optique, on a :

$$z = \frac{(1/R)r^2}{1 + \sqrt{1 - (k+1)r^2(1/R)^2}}, \quad (\text{III.1})$$

où  $k$  est la constante de conicité,  $R$  le rayon de courbure et  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ .

#### III.2.1.1 Calcul des paramètres optiques, des translations en $x$ , $y$ , $z$ et des rotations autour des axes $Ox$ et $Oy$

Le repère du nuage de points mesuré  $O'x'y'z'$  n'est à priori pas le repère optique  $Oxyz$  (figure III.11). Il est nécessaire d'introduire des translations et des rotations suivant les 3 axes afin de positionner la surface quadrique dans le repère optique.

Pour estimer le rayon de courbure, la constante de conicité, la position du vertex ainsi que les rotations en  $x$  et  $y$ , on utilise le nuage de points mesuré sur la

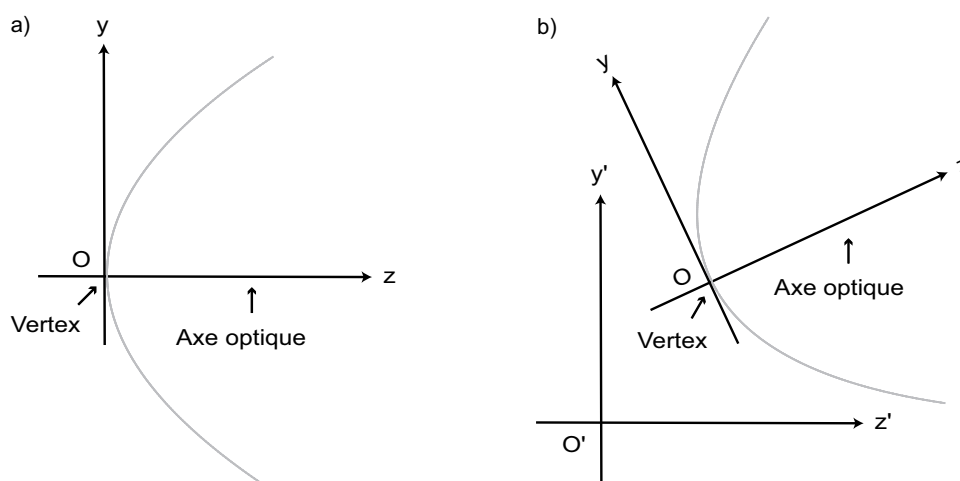


FIGURE III.11: a) Surface quadrique positionnée dans le repère optique, b) Surface quadrique dans un repère quelconque.

surface « optique ». L'équation à résoudre étant non linéaire (eq. III.1), j'utilise une méthode de gradients descendants permettant de minimiser la fonction de mérite définie par :

$$F = \sum (z_{\text{optimise}} - z_{\text{mesure}})^2. \quad (\text{III.2})$$

A chaque itération, on applique une translation en  $x$ ,  $y$  et  $z$  ( $t_x$ ,  $t_y$ ,  $t_z$ ) et une rotation en  $x$  et  $y$  ( $r_x$ ,  $r_y$ ) aux coordonnées mesurées ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ). On appellera ( $x_1$ ,  $y_1$ ,  $z_1$ ) les coordonnées obtenues après transformation. Les coordonnées  $z_1$  correspondent aux coordonnées  $z_{\text{mesure}}$ . On utilise ( $x_1$ ,  $y_1$ ) pour calculer  $z_{\text{optimise}}$  à partir de l'équation III.1 :

$$[x_1 \ y_1 \ z_1] = [x - t_x \ y - t_y \ z - t_z] \times \text{rotation}, \quad (\text{III.3})$$

avec :

$$\text{rotation} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(r_x) & \sin(r_x) \\ 0 & -\sin(r_x) & \cos(r_x) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos(r_y) & 0 & -\sin(r_y) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(r_y) & 0 & \cos(r_y) \end{bmatrix}.$$

Les paramètres initiaux de ces itérations sont les caractéristiques optiques théoriques (rayon de courbure  $R$  et constante de conicité  $k$ ) ainsi qu'une estimation des translations ( $t_x$ ,  $t_y$ ,  $t_z$ ) et des rotations ( $r_x$ ,  $r_y$ ) entre le repère de mesure et le repère optique.

Les coordonnées des points mesurés correspondent au centre de la bille de palpé (figure III.12 a)). Pour obtenir la surface « optique », on calcule pour chaque point mesuré la normale à la surface calculée précédemment (définie par les paramètres optimisés ( $t_x$ ,  $t_y$ ,  $t_z$ ,  $r_x$ ,  $r_y$ ,  $R$ ,  $k$ )). Le rayon de la bille de palpé étant de 1 mm, la correction à appliquer sur les points mesurés est directement le vecteur normal à la surface.

A partir de la surface obtenue, on effectue une nouvelle optimisation des paramètres  $t_x$ ,  $t_y$ ,  $t_z$ ,  $r_x$ ,  $r_y$ ,  $R$ ,  $k$ . Les paramètres « optiques » ainsi obtenu sont ceux

du miroir primaire. Il ne manque alors que la rotation autour de l'axe  $z$  pour positionner la surface quadrique dans le repère optique. En effet, les caractéristiques « optiques » de la portion de surface quadrique sont invariantes quelque soit la rotation autour de l'axe  $Oz$  (figure III.13 a)). Il n'est donc pas possible d'optimiser ce paramètre à l'aide de la méthode présentée ci-dessus.

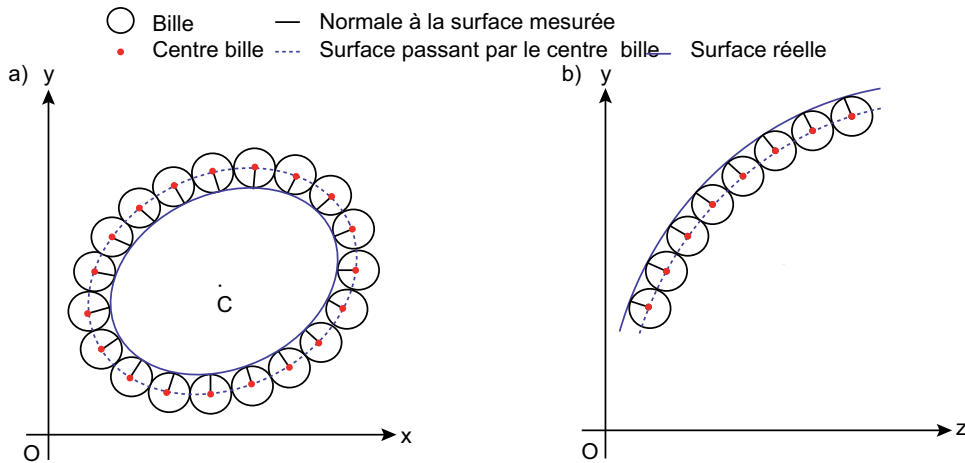


FIGURE III.12: Représentation schématique de la correction appliquée sur les données 3D brutes a) sur le contour physique, b) sur la surface « optique ».

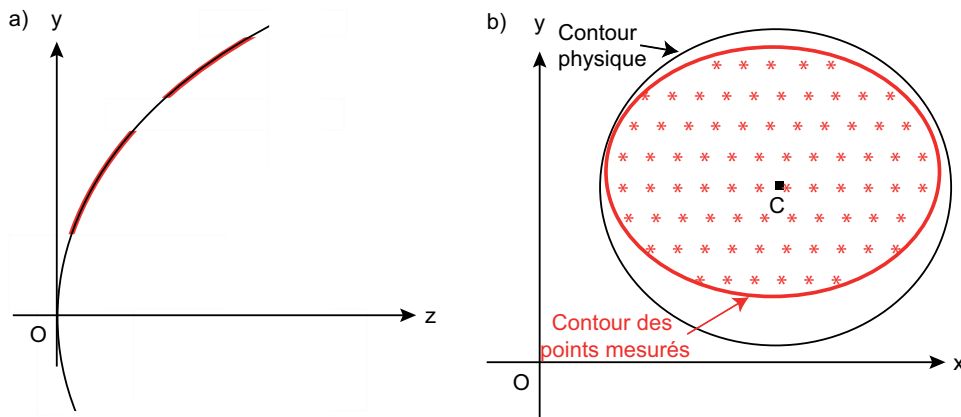


FIGURE III.13: a) Exemple de portions de surfaces quadriques ayant les mêmes caractéristiques optiques quelque soit la rotation autour de l'axe  $z$ , b) Représentation schématique des points mesurés (croix rouges) et de l'ellipse obtenue autour de ces points (ellipse rouge) par rapport au contour physique (ellipse noire).

### III.2.1.2 Calcul des paramètres mécaniques et de la rotation autour de l'axe $Oz$

Pour obtenir la rotation autour de l'axe  $Oz$ , il faut utiliser la mesure effectuée sur le contour physique du miroir. En effet, sans cette mesure, la position du contour physique par rapport aux points mesurés sur la surface « optique » n'est pas connue. De plus, l'espacement entre les points extrêmes mesurés sur la surface « optique » et le contour n'est a priori pas constant (figure III.13 b)).

Comme pour la surface « optique », les coordonnées des points mesurés sur le contour correspondent au centre de la bille de palpation. On calcule la normale en chaque point mesuré, dirigée vers le centre du miroir (figure III.12 b)), pour effectuer la correction entre le centre de la bille et la surface réelle.

Pour des raisons pratiques, la mesure du contour n'est pas effectuée sur la continuité de la surface « optique » (figure III.14 a)). Pour s'affranchir de ce biais, on optimise le positionnement du contour pour que celui ci après translation soit dans la continuité de la surface « optique » (figure III.14 b)).

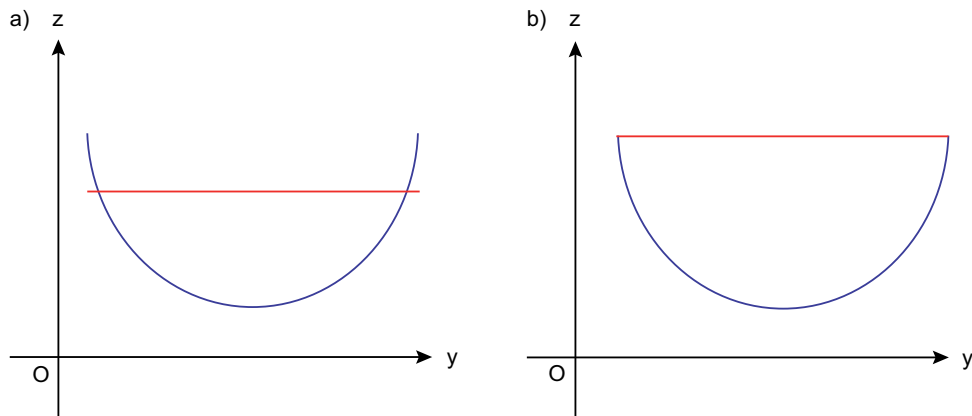


FIGURE III.14: Position du contour a) avant correction, b) après correction.

Les coordonnées  $(x,y)$  du centre de l'ellipse ainsi repositionnée, correspondent alors aux coordonnées  $(x,y)$  du centre de la portion de parabole. On peut alors, à partir de ces coordonnées, calculer la rotation autour de l'axe Oz à effectuer pour se positionner dans le repère optique (figure III.15) :

$$rotz = -atan(x_{centre}/y_{centre}). \quad (III.4)$$

On déduit également de cette mesure sur le contour, les paramètres mécaniques du miroir : la longueur du grand et du petit axe de l'ellipse qui définissent le diamètre physique du miroir.

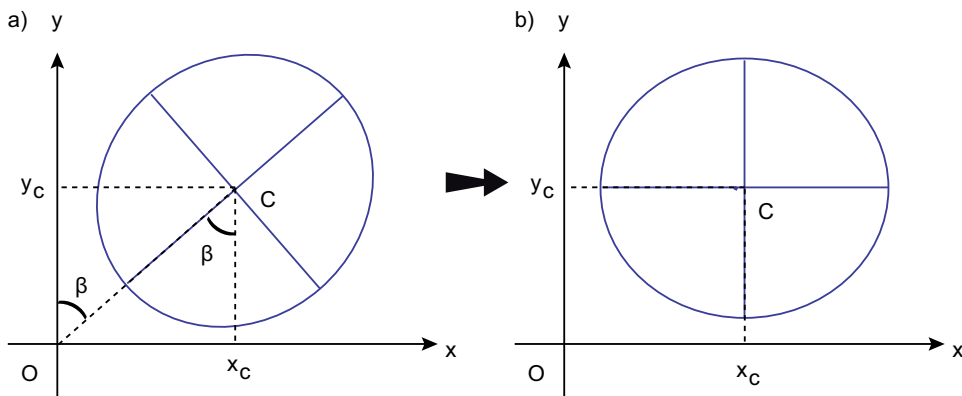


FIGURE III.15: a) Calcul de la rotation autour de z, b) Surface quadrique après rotation autour de l'axe z.

### III.2.1.3 Positionnement des billes dans le repère optique

Le centre des billes de référence est calculé dans le repère de mesure. On y applique le changement total de repère calculé sur la surface « optique » et le contour, afin de les positionner également dans le repère optique.

## III.2.2 Incertitudes associées

Différents paramètres peuvent influencer sur les résultats issus de la mesure 3D : incertitudes liées à l'instrumentation, à la fluctuation de la température lors de la mesure. L'impact de ces différents contributeurs a été quantifiée.

### III.2.2.1 Incertitudes liées à l'instrumentation

Ne disposant que d'une seule mesure 3D, la dispersion des résultats a été modélisée en considérant pour chaque point mesuré, une incertitude liée à l'instrument de mesure (géométrie et état de surface du système de palpation, répétabilité, reproductibilité, bruit de mesure...).

L'évaluation de cette incertitude sur les coordonnées de points est issue des caractéristiques de la machine à mesurer tridimensionnelle. L'indication donnée par le fabricant concerne l'incertitude sur une mesure de longueur  $L$  est de type :  $L = a + bL$ . On peut en déduire une forme simplifiée de l'incertitude (en  $\mu\text{m}$ ) sur les coordonnées de points :

$$\sigma = \frac{\sqrt{a^2 + (bL)^2}}{k}, \quad (\text{III.5})$$

où  $k$  est le facteur d'élargissement,  $L$  la longueur mesurée en mm.  $a$  et  $b$  sont des constantes données par le fabricant de la machine à mesurer tridimensionnelle :  $a = 3.3$ ,  $b = 3.3/1000$ .

J'ai effectué une étude de Monte Carlo en appliquant sur chaque point de mesure 3D (surface optique, contour, billes de référence) une loi normale d'écart type  $\sigma$ . Comme le montre l'équation III.5, l'incertitude considérée varie en fonction de la position du point mesuré dans le volume de mesure. La distribution est par conséquent appliquée sur les données brutes.

A chaque itération la méthode de traitement de données du nuage 3D est appliquée. J'en déduis l'écart type associée à chaque paramètre issu de cette mesure. Le tableau III.2 présente les résultats obtenus par étude de Monte Carlo, pour l'ensemble des paramètres issus du nuage 3D. L'incertitude est indiquée avec un coefficient d'élargissement de 3.

L'incertitude de positionnement dans le repère optique est estimée égale à la valeur moyenne des incertitudes obtenues sur les 3 axes lors du changement de repère, soit  $\pm 60 \mu\text{m}$  pour les coordonnées  $(x, y, z)$  et  $\pm 0.003^\circ$  pour les rotations autour des axes  $Ox$  et  $Oy$ .

Le calcul a également été effectué en appliquant une incertitude sur les points mesurés sur la surface optique et sur le contour mais pas sur les points palpés sur les billes de référence. Ce calcul complémentaire montre que l'incertitude liée au calcul

TABLE III.2: Incertitudes sur les caractéristiques optiques et sur le changement de repère, entre le repère de mesure et le repère optique (liées à l'incertitude sur l'instrumentation).

Caractéristiques optiques	
Rayon de courbure	$\pm 21 \mu\text{m}$
Constante de conicité	$\pm 3.10^{-4}$
Décentrement	$\pm 96 \mu\text{m}$
Changement de repère	
Translation en x	$\pm 60 \mu\text{m}$
Translation en y	$\pm 99 \mu\text{m}$
Translation en z	$\pm 3 \mu\text{m}$
Rotation autour de l'axe x	$\pm 0.003^\circ$
Rotation autour de l'axe y	$\pm 0.003^\circ$
Rotation autour de l'axe z	$\pm 0.003^\circ$

du centre de la bille est négligeable par rapport à celle liée au changement de repère (incertitude inférieure à  $1 \mu\text{m}$  en x, y et inférieure à  $2 \mu\text{m}$  en z). Les points palpés sur les billes étant répartis sur une demi sphère, les zones de dispersion autour des points ont tendance à s'annuler par symétrie. L'incertitude sur les coordonnées du centre des billes est donc égale à l'incertitude de positionnement dans le repère optique.

A chaque itération de l'étude de Monte Carlo, les paramètres optiques obtenus sont utilisés pour calculer le meilleur point de focalisation sous Zemax. La dispersion de positions obtenues sous Zemax, ne prend cependant pas en compte l'incertitude sur le changement de repère.

La position du foyer et les paramètres liés au changement de repère sont en effet fortement corrélés, l'optimisation étant effectuée simultanément sur l'ensemble des paramètres. La position de la surface quadrique dans le repère va influencer sur le résultat de l'optimisation des paramètres optiques. L'incertitude totale sur la coordonnée du foyer et la rotation du miroir est définie par :

$$\sigma_x = \sqrt{\sum_{i=1}^n \sigma_{a_i}^2 + 2 \sum_{i=1}^{n+1} \sum_{j=i+1}^n \sigma(a_i, a_j)}, \quad (\text{III.6})$$

où  $a_i$  est l'ensemble des paramètres influant sur l'incertitude de la coordonnée (par exemple pour la coordonnées x du foyer, on considère la coordonnées x du foyer obtenue sous Zemax ainsi que les coordonnées x, y, z du vertex obtenue par optimisation sur le nuage de données 3D).

Les incertitudes sur la position du foyer et sur les rotations du miroir sont ainsi respectivement évaluées à  $\pm 150 \mu\text{m}$  et  $\pm 0.003^\circ$ .

### III.2.2.2 Incertitudes liées aux fluctuations de température

Pour calculer les caractéristiques optiques en fonction de la température, on applique sur le nuage de points 3D une homothétie  $H_{\Omega,\alpha}$ . Les coordonnées théoriques du centre d'homothétie  $\Omega$  correspondent au centre de gravité des points de fixation du miroir sur la plaque d'interface. Le coefficient  $\alpha$  est le coefficient de dilatation que l'on estime linéaire sur la plage de température utilisée :

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha(T_{final} - T_{initial}), \quad (\text{III.7})$$

où  $L$  est la longueur avant homothétie et  $T$  la température.

Par conséquent, plusieurs paramètres interviennent dans le calcul d'incertitude lié à la fluctuation de température pendant la mesure :

- la température de la salle de mesure, pendant la mesure 3D chez le fournisseur et les caractérisations en laboratoire, régulée à  $21 \text{ °C} \pm 1 \text{ °C}$ ,
- l'incertitude sur les coordonnées du centre d'homothétie estimée à  $\pm 1 \text{ mm}$ , à partir des tolérances de fabrication,
- le coefficient de dilatation mesuré sur un échantillon de substrat et estimé à  $23.6 \text{ }\mu\text{m/m/K}$  avec une incertitude de  $\pm 5 \%$  sur la pente de la courbe (figure III.16).

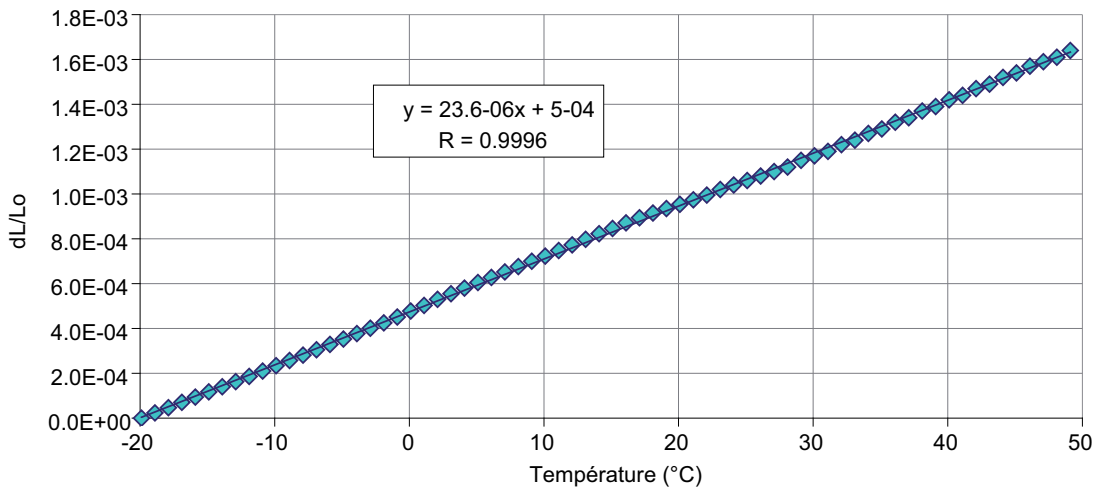


FIGURE III.16: Coefficient de dilatation en fonction de la température.

L'impact des paramètres (température, centre d'homothétie, coefficient de dilatation) est estimé séparément pour quantifier leur influence sur le résultat. La distribution est appliquée sur le nuage de points préalablement positionné dans le repère optique. On suppose que ces facteurs d'influence suivent une loi uniforme, le coefficient d'élargissement utilisé dans ce cas est  $k = \sqrt{3}$ .

Le résultat des études de Monte Carlo, effectuée sur chaque paramètre, montre que seule la fluctuation de température a une influence significative. Les incertitudes associées au coefficient de dilatation sont inférieures au  $\mu\text{m}$  pour les caractéristiques optiques et les translations du repère. Les ordres de grandeurs obtenus pour les incertitudes liées au centre d'homothétie sont semblables à celle obtenues pour le coefficient de dilatation.

TABLE III.3: Incertitudes sur les caractéristiques optiques et sur le positionnement dans le repère optique (liées à l'incertitude sur la température).

Caractéristiques optiques	
Rayon de courbure	$\pm 30 \mu\text{m}$
Constante de conicité	$\pm 5.10^{-8}$
Décentrement	$\pm 16 \mu\text{m}$
Changement de repère	
Translation en x	$\pm 0 \mu\text{m}$
Translation en y	$\pm 18 \mu\text{m}$
Translation en z	$\pm 1 \mu\text{m}$

Les rotations ne sont pas affectées par homothétie : il n'y a pas, dans ce cas, d'incertitudes associées aux rotations pour le positionnement dans le repère optique. Le tableau III.3 présente les résultats obtenus sur le nuage 3D, après homothétie, en ne considérant que l'incertitude sur la température du miroir. Le miroir est préalablement positionné dans le repère optique : on obtient directement l'incertitude de positionnement dans le repère optique. L'incertitude sur les coordonnées du centre des billes de référence est égal à l'incertitude de positionnement du miroir dans le repère optique comme vu au III.2.2.1. L'incertitude sur la position du foyer est calculée à partir de l'équation III.6, soit une incertitude de  $\pm 10 \mu\text{m}$  sur les coordonnées du foyer.

### III.2.2.3 Incertitudes totales

Les incertitudes sur l'estimation des paramètres du miroir sont dominées par les incertitudes liées à l'instrumentation et à la fluctuation de la température de la salle lors de la mesure. Ces deux paramètres sont supposé indépendants, l'incertitude totale est par conséquent la somme quadratique des incertitudes calculées séparément.

J'ai ainsi défini un ordre de grandeur des incertitudes associées aux caractéristiques optiques :  $\pm 40 \mu\text{m}$  sur le rayon de courbure,  $\pm 3.10^{-4}$  pour la constante de conicité et  $\pm 100 \mu\text{m}$  pour le décentrement. Le positionnement dans le repère optique est effectué à  $\pm 60 \mu\text{m}$  pour les coordonnées (x, y, z) et  $\pm 0.003^\circ$  pour les rotations autour des axes Ox, Oy et Oz.

J'ai également montré que l'incertitude sur le calcul du centre des billes est négligeable. L'incertitude sur les coordonnées du centre des billes de référence est celle obtenue pour le positionnement dans le repère optique soit  $\pm 60 \mu\text{m}$  pour les coordonnées (x, y, z) et  $\pm 0.003^\circ$  pour les rotations autour des axes Ox, Oy et Oz.

Pour l'incertitude sur la position du foyer, j'ai calculé sous zemax les coordonnées du foyer pour chaque ensemble de paramètres optiques obtenus par étude de Monte Carlo sur le nuage 3D. La dispersion de résultats ainsi obtenu ne prend pas en compte l'incertitude sur le positionnement dans le repère optique. L'incertitude finale sur la position du foyer prend en compte les dispersions obtenues à partir de



l'ensemble des caractéristiques optiques et du positionnement du repère. La précision sur les coordonnées du foyer et sur les rotations autour des axes  $Ox$ ,  $Oy$  sont ainsi respectivement de  $\pm 150 \mu\text{m}$  et  $\pm 0.003^\circ$ .

Tous les résultats de calcul utilisant en données d'entrée le nuage de points 3D mesuré sont associés à ces incertitudes.

### III.2.3 Adéquation entre les caractéristiques estimées et les spécifications du miroir primaire

Les caractéristiques optiques du miroir primaire, obtenues à partir du nuage de données 3D, suivant la méthodologie présentée au III.2.1, sont présentées dans le tableau III.4. Les incertitudes associées sont celles décrites en III.2.2.3. Les caractéristiques optiques du miroir sont conformes aux spécifications, à l'exception de la constante de conicité. Ce paramètre est le plus difficile à contrôler pendant la réalisation et on peut estimer qu'il n'était pas techniquement possible de s'approcher plus de la valeur théorique.

TABLE III.4: Comparaison des spécifications et des caractéristiques optiques estimées du miroir primaire.

	Spécification	Valeur estimée
Rayon de courbure	$1500 \pm 4 \text{ mm}$ connaissance à $\pm 0.4 \text{ mm}$	$1498.056 \pm 0.040 \text{ mm}$
Distance hors axe	$700 \pm 2 \text{ mm}$ connaissance à $\pm 0.2 \text{ mm}$	$701.734 \pm 0.100 \text{ mm}$
Constante de conicité	$-1 \pm 0.001$ connaissance à $\pm 0.0005$	$-0.9975 \pm 0.0003$
Précision de surface	$< 5 \mu\text{m RMS}$	$3.7 \mu\text{m RMS}$

Cet écart de spécification sur la constante de conicité n'est cependant pas critique. Les caractéristiques réelles du miroir primaire ont été intégrées dans la modélisation du système optique, ce qui a permis d'optimiser son positionnement dans le système optique. Dans le cas du miroir primaire seul, on recherche l'orientation pour laquelle on obtient la meilleure qualité image à son foyer.

Dans le cas de l'instrument intégré, c'est la combinaison de l'orientation du miroir primaire et du miroir secondaire et de leur forme respectives qui permet d'obtenir une qualité image optimale au foyer du télescope. Le résultat de cette optimisation est donc différent, si on considère le miroir seul ou intégré dans l'instrument. La qualité image de l'instrument reste dans tous les cas limitée par la diffraction. Il est cependant nécessaire, de modifier l'orientation du miroir primaire par rapport au faisceau incident de  $0.034^\circ$  et  $0.012^\circ$ , respectivement dans le cas des tests du miroir seul et de l'instrument intégré. Les effets sur la polarisation instrumentale, induite par le télescope, sont également faibles (cf. IV.3.2).

La différence d'orientation optimale du miroir, suivant si on considère le cas de la caractérisation du miroir seul ou intégré dans l'instrument, induit également une différence de positionnement de son foyer. Les coordonnées du foyer, sont indiquées dans chacun de ces cas, dans le tableau III.5. L'écart entre la position estimée et nominale du foyer est de l'ordre de 500  $\mu\text{m}$  sur l'axe Oy et de 1 mm sur l'axe optique. Ces corrections de positionnement du foyer et de l'orientation du miroir sont particulièrement importantes dans notre cas. Les tolérances de positionnement en décentrement et en rotation du miroir sont respectivement de  $\pm 600 \mu\text{m}$  et de  $\pm 0.06^\circ$ , comme vu en II.2.4). De fait, ces corrections correspondent à une fraction non négligeable de ces tolérances.

TABLE III.5: Coordonnées de la position du foyer pour la caractérisation du miroir primaire et de l'instrument intégré, à température ambiante.

	Miroir seul	Miroir intégré dans l'instrument
x (mm)	$0.000 \pm 0.150$	$-0.005 \pm 0.150$
y (mm)	$-0.553 \pm 0.150$	$-0.553 \pm 0.150$
z (mm)	$749.054 \pm 0.150$	$748.787 \pm 0.150$

A partir de la mesure 3D, j'ai également estimé les coordonnées du centre des billes de références (tableau III.6). Ces coordonnées sont exprimées dans le repère optique du miroir primaire. Elles ont été utilisées lors de la caractérisation du miroir seul (cf. III.4). Elles seront également utilisées lors de l'intégration de l'instrument et pour la caractérisation de l'instrument intégré.

Le dernier paramètre extrait de cette mesure 3D concerne les dimensions physiques du miroir comme indiqué dans le tableau III.7, qui récapitule l'ensemble des caractéristiques estimées du miroir. Les valeurs indiquées de coefficient de réflexion et de rugosité sont celles mesurées par le fournisseur (cf. III.1.2.1 et III.1.2.2). Une estimation du coefficient de réflexion à nos longueurs d'onde d'étude est indiquée en IV.2.2.2.

TABLE III.6: Coordonnées du centre des billes de référence dans le repère optique, à température ambiante.

	Bille 1	Bille 2	Bille 3
x (mm)	$1.964 \pm 0.060$	$343.365 \pm 0.060$	$-342.300 \pm 0.060$
y (mm)	$-1126.086 \pm 0.060$	$-444.327 \pm 0.060$	$-444.754 \pm 0.060$
z (mm)	$426.811 \pm 0.060$	$106.468 \pm 0.060$	$106.554 \pm 0.060$

TABLE III.7: Récapitulatif des spécifications et des caractéristiques estimées du miroir primaire.

	Spécification	Valeur estimée
Grand axe de l'ellipse	$930 \pm 2$ mm	$931.922 \pm 0.010$ mm
Petit axe de l'ellipse	$830 \pm 2$ mm	$831.879 \pm 0.010$ mm
Rayon de courbure	$1500 \pm 4$ mm connaissance à $\pm 0.4$ mm	$1498.056 \pm 0.040$ mm
Distance hors axe	$700 \pm 2$ mm connaissance à $\pm 0.2$ mm	$701.734 \pm 0.100$ mm
Constante de conicité	$-1 \pm 0.001$ connaissance à $\pm 0.0005$	$-0.9975 \pm 0.0003$
Précision de surface	$< 5$ $\mu\text{m}$ RMS	$3.7$ $\mu\text{m}$ RMS
Rugosité de surface	$< 0.2$ $\mu\text{m}$ RMS	$0.18$ $\mu\text{m}$ RMS
Coefficient de réflexion	$> 98$ % de 100 à 900 $\mu\text{m}$	$> 98.7$ % à 50 $\mu\text{m}$

### III.3 Variations des caractéristiques en fonction des conditions d'environnement

Le miroir va être soumis à différents environnements et configurations pendant la durée du projet. Ces variantes de conditions d'utilisation vont modifier ses caractéristiques optiques et influencer les réglages à effectuer pendant les tests au sol et avant lancement. L'objet de cette partie est de définir les variations de caractéristiques du miroir en fonction des conditions d'environnement et d'en déduire les réglages à effectuer sur site de lancement, de façon à obtenir en vol des performances optiques optimales.

Les nuages tridimensionnels utilisés dans cette partie sont issus soit des modélisations effectuées par le fournisseur du miroir (déformée sous gravité, gradients de température), soit de la mesure tridimensionnelle effectuée à température ambiante. Dans tous les cas, la méthodologie présentée en III.2.1 est utilisée.

#### III.3.1 Déformations sous gradients de température

Un étude thermique détaillée de la charge pointée est actuellement en cours de réalisation. En attendant les résultats détaillés, un calcul simplifié a été effectué de façon à obtenir rapidement un ordre de grandeur réaliste des gradients thermiques aux pieds de support de M1.

Les hypothèses utilisées sont les suivantes. Les échanges thermiques entre éléments de la charge pointée sont dominés par les échanges radiatifs et conductifs.

La très faible contribution des échanges convectifs liés à l'atmosphère résiduelle à l'altitude plafond est négligée. Les vols de l'expérience PILOT s'effectueront de nuit, le chauffage par le soleil est négligé. Les trois sources de chauffage prises en compte sont ainsi :

- la Terre supposée émettre comme un corps noir à 235 K sur un angle solide du demi-espace,
- les boîtiers électronique et le chauffage de l'enveloppe du cryostat,
- le fond de ciel froid ( $T=20$  K, émissivité =1) vu par le miroir primaire

L'ensemble de la structure de la charge pointée est composé uniquement d'aluminium et protégé par un baffle recouvert d'un revêtement peu émissif avec une efficacité de 90 %. On suppose par ailleurs que la partie basse de la charge pointée est découplée efficacement du rayonnement provenant de la partie haute, via une protection thermique adéquate.

La structure de la charge pointée étant protégée efficacement du rayonnement direct de la terre, et vu la symétrie de la charge pointée et des autres sources de chauffage, les gradients de température sont dominés par la dissipation des boîtiers électroniques. Le refroidissement étant dominé par le rayonnement du miroir primaire et de sa structure de maintien et d'alignement, un gradient de température d'environ 10 °C va s'établir entre le haut et le bas de la charge pointée, le haut étant plus chaud que le bas.

Le miroir primaire est maintenu sur la structure de la charge pointée par 3 points de fixation respectant le plan de symétrie mécanique de la charge pointée, avec 2 fixations hautes et une fixation basse. Les gradients de température sont calculés entre ces points :  $|\Delta T_z| < 1$  °C et  $|\Delta T_{el}| \sim 4$  °C (figure III.17 a)).

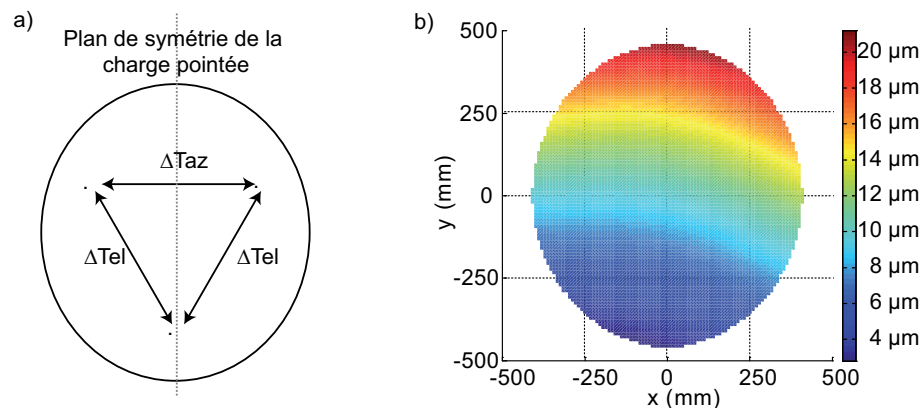


FIGURE III.17: a) Gradients de température appliqués aux pieds du miroir, b) Déformations induites par les gradients de température.

Le cartes des déformées induites par ces gradients de température a été calculés sous FEMAP par le fournisseur (figure III.17 b)) pendant la réalisation du miroir, à partir des caractéristiques théoriques du miroir.

Le changement de repère induit par ces déformées sous gravité est constituée uniquement d'une translation en  $x$  de  $-28 \mu m$ , il n'y a pas de rotation. Le rayon de courbure est de 1500.026 mm, soit un écart de  $26 \mu m$  par rapport à la valeur

théorique. Il n'y a pas d'effet sur la constante de conicité. Les coordonnées du foyer sont donc  $(0, 0, R/2)$  avec  $R$  le rayon de courbure, soit une légère augmentation de  $13 \mu\text{m}$  de la coordonnées en  $z$ , lorsque le miroir est sous gradient de température. Ce calcul étant effectué sur le nuage théorique, il n'y a pas d'incertitudes associées. On peut cependant estimer que l'ordre de grandeur ainsi obtenu correspond à celui du miroir réel.

### III.3.2 Déformations sous gravité

L'élévation du miroir est variable suivant les tests réalisés au sol :  $30^\circ$  pour la caractérisation du miroir seul, de  $20^\circ$  à  $60^\circ$  pour la caractérisation de l'instrument. Les cartes de déformées du miroir ont été calculées sous FEMAP pour différentes élévations, pendant la réalisation du miroir, à partir des caractéristiques théoriques du miroir (figure III.18).

Le concept du miroir est optimisé pour une élévation de  $40^\circ$ . Dans cette configuration, les ordres de grandeur des déformées sont proches sur les 3 fixations (figure III.19). A  $20^\circ$ , le miroir est très incliné, les déformations sont plus importantes sur les fixations basses du miroir. Enfin, à  $60^\circ$ , le poids du miroir est réparti de façon quasi homogène sur les 3 pieds, d'où une déformation semblable au niveau des 3 points de fixation.

Le changement de repère, les caractéristiques optiques du miroir et la position du foyer dans le repère optique, obtenus à partir de ces cartes de déformées, sont indiqués dans les tableaux III.8 et III.9. Comme pour les gradients de température, une modification de l'élévation n'induit pas de rotation de la surface dans le repère optique, ni de modification de la constante de conicité. L'impact sur la position du foyer est faible : de l'ordre de  $20 \mu\text{m}$  sur la coordonnées en  $z$ , en prenant comme référence le cas de l'élévation à  $40^\circ$ .

Comme pour les déformées sous gradients de température, ce calcul étant effectué sur le nuage théorique, il n'y a pas d'incertitudes associées. On peut cependant estimer que l'ordre de grandeur ainsi obtenu correspond à celui du miroir réel.

TABLE III.8: Changement de repère et caractéristiques optiques en fonction de l'élévation.

Elévation ( $^\circ$ )	x( $\mu\text{m}$ )	y ( $\mu\text{m}$ )	z ( $\mu\text{m}$ )	Rayon de courbure (mm)
20	0	-24	0	1499.981
40	0	-6	1	1499.999
60	0	12	2	1500.018

### III.3.3 Déformations en température homogène

La mesure 3D a été effectuée à  $21^\circ\text{C}$ , on peut supposer que sa température lors de la mesure était homogène. Cette mesure est par conséquent le point de départ de cette étude. Le calcul est effectué en appliquant une homothétie sur le nuage de

TABLE III.9: Position du foyer dans le repère optique en fonction de l'élévation.

Elévation (°)	x(mm)	y (mm)	z (mm)
20	0	0	749.990
40	0	0	750.000
60	0	0	750.009

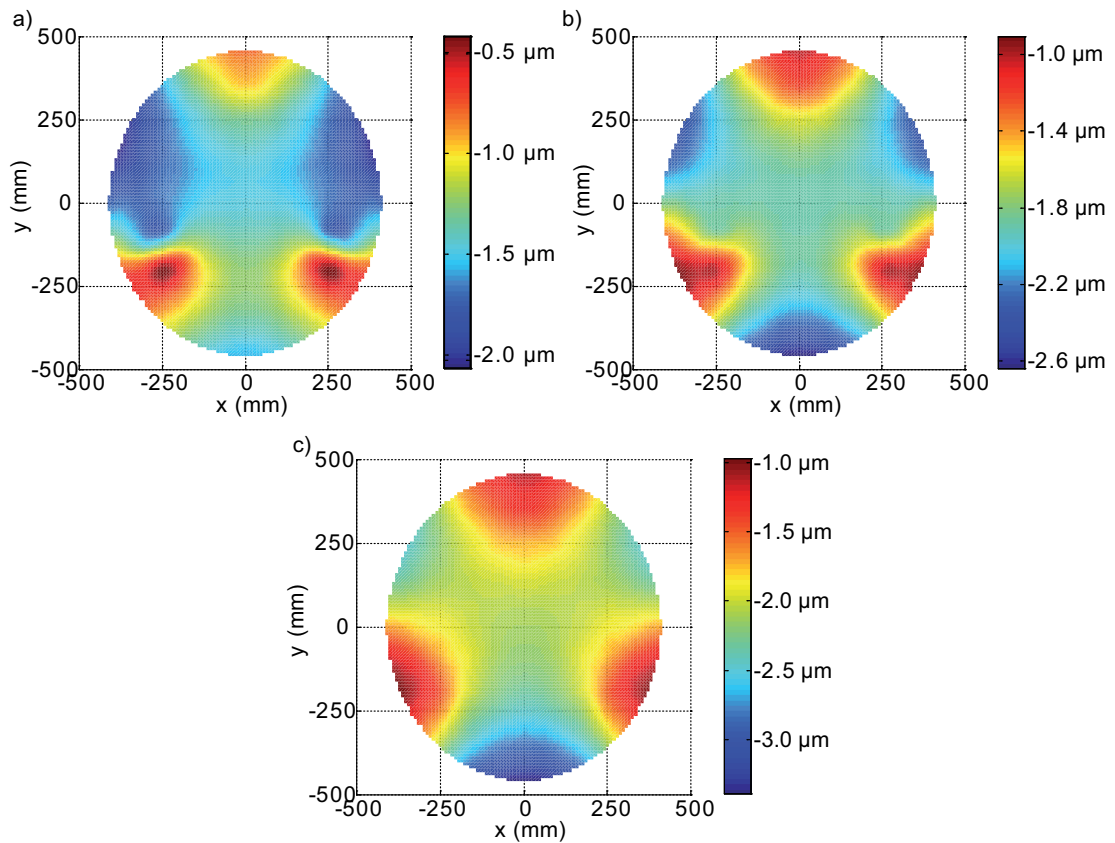


FIGURE III.18: Déformations du miroir pour une élévation de : a) 20°, b) 40°, c) 60°.

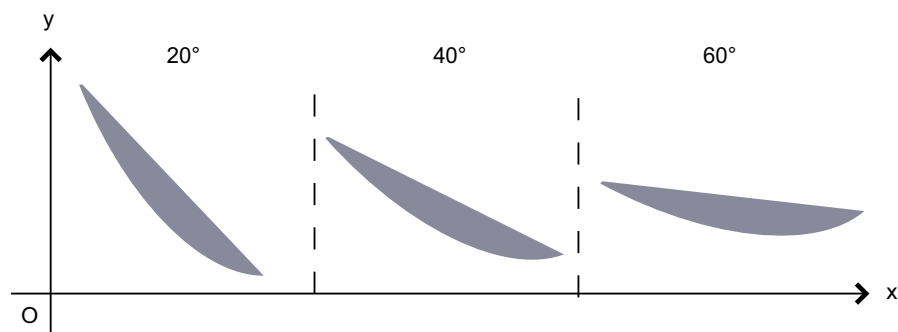


FIGURE III.19: Position du miroir dans le repère sol pour une élévation de 20°, 40°, 60°.

points mesurés. Les coordonnées du centre d'homothétie sont celles estimées par le fournisseur. Le coefficient de dilatation utilisé est celui mesuré sur un échantillon du miroir (cf. III.2.2, figure III.16). Les incertitudes associées dans cette partie sont donc celles estimées en III.2.2. On suppose que les températures d'utilisation seront comprises entre  $-70\text{ °C}$  à  $+40\text{ °C}$ .

Les caractéristiques optiques et le changement de repère, obtenus sur le nuage 3D après homothétie, sont indiqués dans les tableaux III.10 et III.11. Dans ces tableaux, le cas  $\Delta T = 0\text{ °C}$  correspond aux résultats obtenus à  $21\text{ °C}$ , présentés en III.2. Le comportement des différents paramètres étant linéaires en fonction de la température, on peut, à partir de ces tables, interpoler ces résultats pour une température quelconque.

TABLE III.10: Caractéristiques optiques en fonction de la température.

$\Delta T$	Rayon de courbure (mm)	Constante de conicité	Décentrement (mm)
$0\text{ °C}$	$1498.056 \pm 0.040$	$-0.99754344 \pm 3.10^{-4}$	$-701.734 \pm 0.100$
$-20\text{ °C}$	$1497.349 \pm 0.040$	$-0.99754344 \pm 3.10^{-4}$	$-701.403 \pm 0.100$
$-40\text{ °C}$	$1496.639 \pm 0.040$	$-0.99754344 \pm 3.10^{-4}$	$-701.070 \pm 0.100$
$-80\text{ °C}$	$1495.227 \pm 0.040$	$-0.99754344 \pm 3.10^{-4}$	$-700.409 \pm 0.100$

TABLE III.11: Changement de repère en fonction de la température.

$\Delta T$	x (mm)	y (mm)	z (mm)
$0\text{ °C}$	$0 \pm 0.060$	$0 \pm 0.060$	$0 \pm 0.060$
$-20\text{ °C}$	$0 \pm 0.060$	$-0.366 \pm 0.060$	$0.027 \pm 0.060$
$-40\text{ °C}$	$0 \pm 0.060$	$-0.734 \pm 0.060$	$0.054 \pm 0.060$
$-80\text{ °C}$	$0 \pm 0.060$	$-1.466 \pm 0.060$	$0.109 \pm 0.060$

La position du foyer (tableau III.12) est calculée sous zemax à partir des caractéristiques optiques (tableau III.10). La rotation optimisée du miroir par rapport au faisceau incident est la même quelque soit la température, soit une rotation autour de l'axe x de  $0.034^\circ$  pour le miroir seul et de  $0.012^\circ$  pour le miroir intégré.

J'ai également estimé les coordonnées du centre des billes de référence en fonction de la température (tableau III.13). Cette information peut être utile si on souhaite effectuer des tests de l'instrument à une température autre que  $21\text{ °C}$ .

Contrairement aux déformées sous gradients de température et en gravité, les déformées en température homogène influent significativement sur les caractéristiques du miroir. Par exemple, pour  $\Delta T = 20\text{ °C}$ , la position du foyer du miroir primaire est modifiée de  $300\text{ }\mu\text{m}$  sur son axe optique. La tolérance de positionnement du miroir en translation étant de  $\pm 600\text{ }\mu\text{m}$  (cf. II.2.4), le réglage du miroir primaire doit donc être obligatoirement optimisé avant lancement, à la température moyenne estimée au plafond. Cette optimisation permet de conserver une tolérance

TABLE III.12: Position du foyer dans le repère optique en fonction de la température.

		M1 seul	M1 intégré
$\Delta T = 0 \text{ }^\circ\text{C}$	x (mm)	$0.000 \pm 0.150$	$-0.005 \pm 0.150$
	y (mm)	$-0.553 \pm 0.150$	$-0.314 \pm 0.150$
	z (mm)	$749.054 \pm 0.150$	$748.787 \pm 0.150$
$\Delta T = -20 \text{ }^\circ\text{C}$	x (mm)	$0.000 \pm 0.150$	$-0.005 \pm 0.150$
	y (mm)	$-0.553 \pm 0.150$	$-0.314 \pm 0.150$
	z (mm)	$748.700 \pm 0.150$	$748.436 \pm 0.150$
$\Delta T = -40 \text{ }^\circ\text{C}$	x (mm)	$0.000 \pm 0.150$	$-0.005 \pm 0.150$
	y (mm)	$-0.553 \pm 0.150$	$-0.314 \pm 0.150$
	z (mm)	$748.345 \pm 0.150$	$748.0770 \pm 0.150$
$\Delta T = -80 \text{ }^\circ\text{C}$	x (mm)	$0.000 \pm 0.150$	$-0.005 \pm 0.150$
	y (mm)	$-0.553 \pm 0.150$	$-0.314 \pm 0.150$
	z (mm)	$747.639 \pm 0.150$	$747.412 \pm 0.150$

TABLE III.13: Coordonnées centre bille dans le repère optique en fonction de la température.

		Bille 1	Bille 2	Bille 3
$\Delta T = 0 \text{ }^\circ\text{C}$	x (mm)	$1.964 \pm 0.060$	$343.365 \pm 0.060$	$-342.300 \pm 0.060$
	y (mm)	$-1126.086 \pm 0.060$	$-444.327 \pm 0.060$	$-444.754 \pm 0.060$
	z (mm)	$426.811 \pm 0.060$	$106.468 \pm 0.060$	$106.554 \pm 0.060$
$\Delta T = -20 \text{ }^\circ\text{C}$	x (mm)	$1.963 \pm 0.060$	$343.203 \pm 0.060$	$-342.138 \pm 0.060$
	y (mm)	$-1125.555 \pm 0.060$	$-444.117 \pm 0.060$	$-444.544 \pm 0.060$
	z (mm)	$426.610 \pm 0.060$	$106.417 \pm 0.060$	$106.504 \pm 0.060$
$\Delta T = -40 \text{ }^\circ\text{C}$	x (mm)	$1.962 \pm 0.060$	$343.041 \pm 0.060$	$-341.976 \pm 0.060$
	y (mm)	$-1125.023 \pm 0.060$	$-443.908 \pm 0.060$	$-444.334 \pm 0.060$
	z (mm)	$426.408 \pm 0.060$	$106.367 \pm 0.060$	$106.454 \pm 0.060$
$\Delta T = -80 \text{ }^\circ\text{C}$	x (mm)	$1.961 \pm 0.060$	$342.716 \pm 0.060$	$-341.653 \pm 0.060$
	y (mm)	$-1123.960 \pm 0.060$	$-443.488 \pm 0.060$	$-443.914 \pm 0.060$
	z (mm)	$426.005 \pm 0.060$	$106.267 \pm 0.060$	$106.353 \pm 0.060$

maximale pour les déformées liées aux variations de température au plafond, pendant les observations en vol.

### III.3.4 Optimisation des réglages du miroir primaire

Les déformations sous gradients de température impliquent une translation dans le repère optique inférieure à  $30 \text{ } \mu\text{m}$  suivant l'axe Oy et une modification de la coordonnées en z de la position du foyer de  $13 \text{ } \mu\text{m}$ . Pour les déformations sous gravité, la translation dans le repère optique est au maximum de  $30 \text{ } \mu\text{m}$  uniquement suivant l'axe Ox. La modification de la position de la coordonnées en z du foyer est



inférieure à  $10\ \mu\text{m}$  pour une élévation comprise entre  $20$  et  $60^\circ$ . Ces résultats sous gravité et gradients thermiques ont été obtenus par calcul sur un nuage de points théorique. L'ordre de grandeur des déformées obtenues sur le miroir réel est supposé être le même que celui obtenu sur le miroir théorique.

L'incertitude sur la position du foyer, en température homogène, est liée à la mesure 3D et estimée à  $\pm 150\ \mu\text{m}$  (cf. III.2.2). Les variations obtenues en gradients de température et en gravité étant faibles comparées à l'incertitude sur les variations en températures homogènes, elles peuvent donc être considérées comme une incertitude sur la position du foyer du miroir. L'incertitude totale sur cette position est alors la somme quadratique des incertitudes liées à la mesure 3D, à la gravité et aux gradients de température (ces effets vont plus ou moins se compenser, il serait donc pessimiste de les additionner).

Les caractéristiques du miroir primaire, le positionnement dans le repère optique et les coordonnées du foyer correspondant, sont donc celles obtenues dans le cas des déformées en température homogène (tableau III.10, III.11, III.12 et III.13). À partir de ces estimations, on peut optimiser les réglages du miroir primaire en fonction des configurations et des conditions d'environnement.

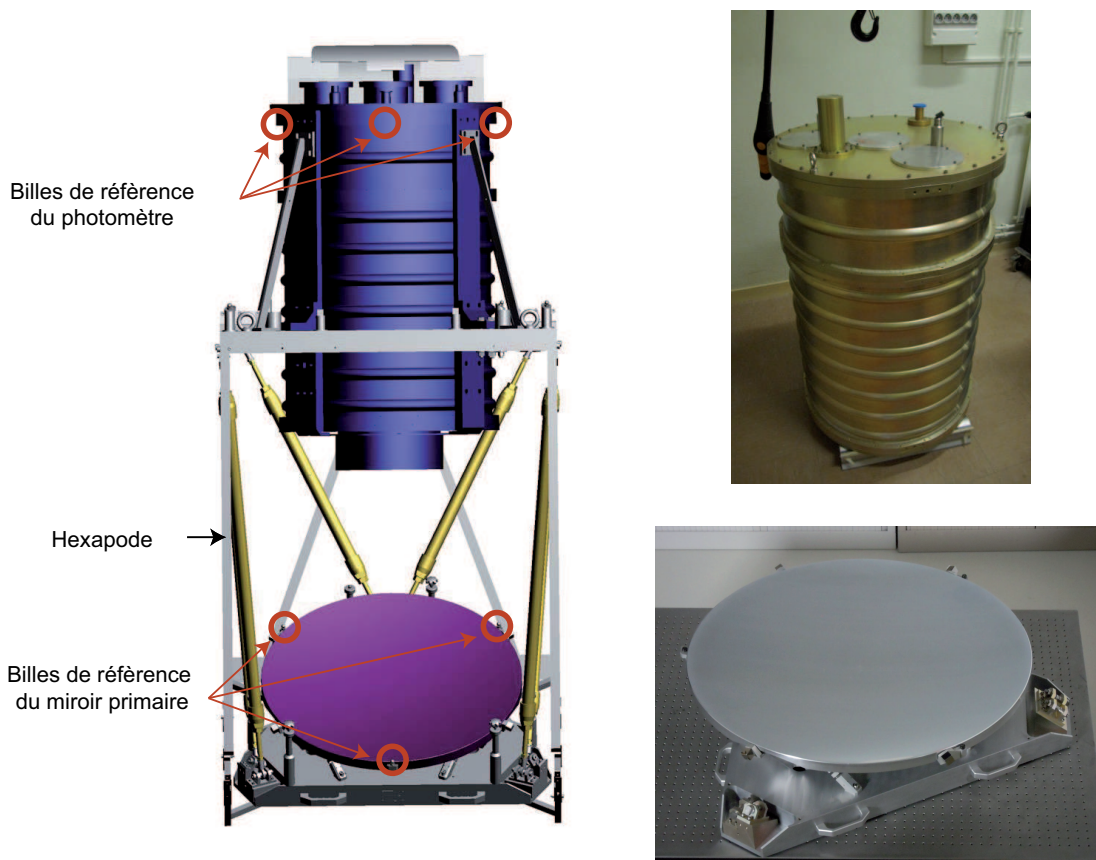


FIGURE III.20: Intégration du miroir primaire et du photomètre dans la structure mécanique, le contrôle de la position relative de ces deux éléments est effectué au moyen de six bille de référence, l'alignement est ajusté à l'aide d'un hexapode à  $6^\circ$  de liberté.

L'alignement du miroir primaire par rapport au photomètre peut ainsi être ajusté à l'aide d'un hexapode à 6° de liberté et 6 billes de référence (3 sur le contour du miroir primaire et 3 sur le contour du photomètre, figure III.20).

#### III.3.4.1 Réglages du miroir primaire pour les tests au sol

Le repère optique est défini à l'aide des 3 billes de référence. J'ai calculé la position de ces billes dans le repère optique en fonction de la température en supposant que la température initiale est de 21 °C (tableau III.13). Dans ce repère optique, on connaît la position du foyer (tableau III.12). Seules les variations en température homogène sont considérées comme significatives, la variation des coordonnées des billes et du foyer en fonction de la température est donc linéaire. On pourra calculer les coordonnées de ces billes dans le cas de tests à température de salle T différente de la température initiale à partir des relations III.8 et III.9, obtenues par interpolation linéaire des résultats présentés en III.3.3).

L'orientation optimisée du miroir par rapport au faisceau incident est la même quelque soit la température. L'axe du faisceau incident et l'axe optique du miroir seront dans un premier temps orientés de manière à être parallèles. On effectuera ensuite une rotation autour de l'axe x du repère optique de 0.034° pour le miroir seul et de 0.012° pour le miroir intégré.

La méthodologie de réglage, développée pour la caractérisation du miroir primaire (cf. III.4.2), sera également utilisée pour l'intégration et les tests de l'instrument. Les incertitudes sur le positionnement du miroir primaire, suivant cette méthodologie, sont respectivement de  $\pm 160 \mu\text{m}$  en translation et  $\pm 0.004^\circ$  en rotation (cf. III.4.2.3).

$$\begin{aligned}
 \text{Bille1} &= \begin{pmatrix} 1.963 \pm 0.060 \text{ mm} \\ -0.027 \times T - 1125.528 \pm 0.060 \text{ mm} \\ 0.010 \times T + 426.600 \pm 0.060 \text{ mm} \end{pmatrix} \\
 \text{Bille2} &= \begin{pmatrix} 0.008 \times T + 343.194 \pm 0.060 \text{ mm} \\ -0.010 \times T - 444.107 \pm 0.060 \text{ mm} \\ 0.003 \times T + 106.415 \pm 0.060 \text{ mm} \end{pmatrix} \quad (\text{III.8})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{Bille3} &= \begin{pmatrix} 0.008 \times T - 342.130 \pm 0.060 \text{ mm} \\ -0.010 \times T - 444.533 \pm 0.060 \text{ mm} \\ 0.003 \times T + 106.502 \pm 0.060 \text{ mm} \end{pmatrix} \\
 M1_{\text{seul}} &= \begin{pmatrix} 0.000 \pm 0.150 \text{ mm} \\ -0.553 \pm 0.150 \text{ mm} \\ 0.018 \times T + 748.682 \pm 0.150 \text{ mm} \end{pmatrix} \quad (\text{III.9})
 \end{aligned}$$

$$M1_{\text{integre}} = \begin{pmatrix} -0.005 \pm 0.150 \text{ mm} \\ -0.314 \pm 0.150 \text{ mm} \\ 0.017 \times T + 748.417 \pm 0.150 \text{ mm} \end{pmatrix}$$

### III.3.4.2 Réglages du miroir primaire sur site de lancement

Le cas du réglage avant lancement est évidemment plus complexe que le cas des tests au sol. Je suppose que ces réglages seront effectués à la température initiale de 21 °C. Dans le cas des tests au sol, j'ai associé à chaque température d'utilisation la position du repère optique définie par les coordonnées des billes. Dans le cas du réglage avant lancement, la position du repère optique sera défini à température initiale, puis le réglage sera optimisé pour la température de fonctionnement (soit la température moyenne estimée à l'altitude plafond pendant le vol).

Il est donc nécessaire de prendre en compte la translation du repère optique (tableau III.11) et la translation de la position du foyer du miroir primaire dans le repère optique, entre température initiale et de fonctionnement (écart entre la position du foyer à  $\Delta T_{initial} = 0$  et  $\Delta T_{fonctionnement} = T_{fonctionnement} - T_{initial}$ , tableau III.12). Le déplacement global de la position du foyer du miroir primaire entre la température initiale et de fonctionnement est la somme des translations obtenues dans le repère optique (déplacement du foyer) et du repère optique entre ces deux températures.

Ne disposant pas de réglages en vol, il est nécessaire de prendre en compte de manière anticipée, les déformations du miroir combinées à celle de la structure mécanique de la charge pointée (cf. I.2.5.4). En effet, à l'exception du miroir primaire, tous les composants optiques sont réglés à la température de 3K. Le déplacement du foyer du miroir secondaire en fonction de la température est donc uniquement dû aux déformées de la structure mécanique.

La figure III.21 présente deux cas de réglage du miroir primaire. Dans le cas a), le réglage du miroir primaire a été optimisé à la température de fonctionnement, à cette température les foyers du miroir primaire et secondaire sont confondus. Dans le cas b), le réglage du miroir primaire a été optimisé à la température à la température initiale de 21 °C, le miroir primaire et la structure se contractent à la température de fonctionnement qui est inférieure à la température initiale. Les foyers du miroir primaire et secondaire ne sont donc plus confondus à la température de fonctionnement.

Une étude mécanique sur la charge pointée a donc été menée en parallèle à celle effectuée sur le miroir. Pour estimer le déplacement du foyer du miroir secondaire, la position de son foyer est fixée à température ambiante. La position de ce point a été calculée pour différentes températures homogènes de la structure dans le repère optique du miroir primaire à température ambiante. Le tableau III.14 compare les déplacements du foyer obtenus sur le miroir seul et sur la structure seule, entre la température initiale et la température de fonctionnement, pour un réglage optimisé à la température initiale de 21 °C. La différence ainsi obtenue correspond au décalage entre les foyers du miroir primaire et secondaire.

Pour obtenir des performances optiques maximales, le décalage entre les deux foyers doit être inférieur à  $\pm 600 \mu\text{m}$  suivant les 3 axes (cf. II.2). La plage de fonctionnement optimale dans le cas de ce réglage est de (40 °C ; 0 °C). Pour optimiser ces écarts autour d'une autre température moyenne de fonctionnement, on ne peut pas agir sur la structure mais on peut optimiser le réglage du miroir. Par exemple, on peut appliquer une translation du miroir à température ambiante, de signe opposé

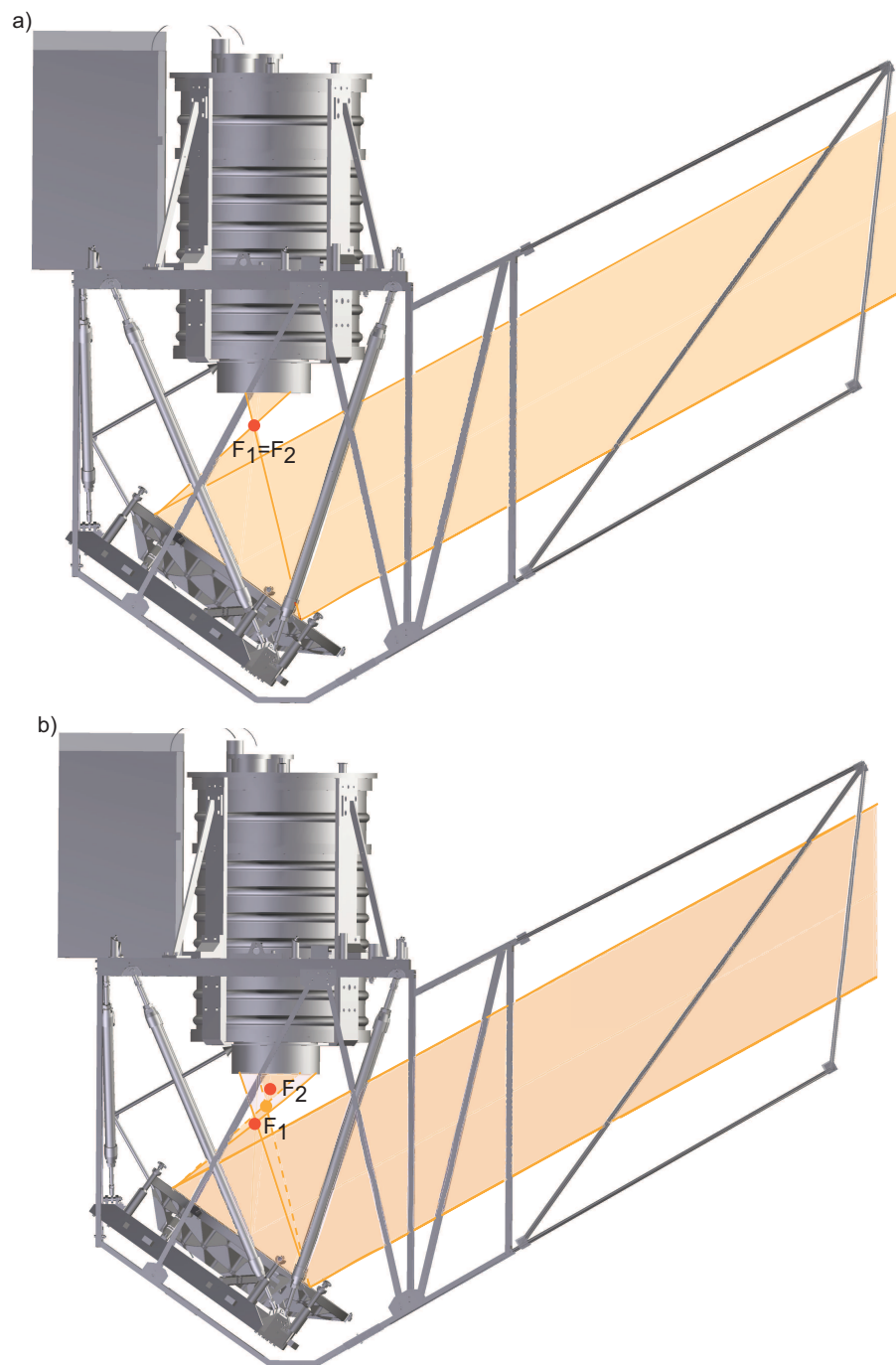


FIGURE III.21: a) Cas du réglage optimisé à la température au plafond, les foyers des miroirs primaire ( $F_1$ ) et secondaire ( $F_2$ ) sont confondus ; b) Cas du réglage optimisé à la température de la salle de mesure (faisceau en pointillés, le point jaune indique la position des foyers du miroir primaire et secondaire à la température de la salle de mesure), la température de fonctionnement est plus faible que la température de la salle de mesure, les foyers des miroirs primaire ( $F_1$ ) et secondaire ( $F_2$ ) ne sont plus confondus à la température au plafond.

à celle obtenue pour  $\Delta T = -40$  °C (tableau III.15). Le réglage est alors optimisé pour  $\Delta T = -40$  °C. La qualité image de l'instrument reste ainsi limitée par la diffraction sur la plage (-20 °C ; -60 °C), soit la gamme de température pour laquelle les déplacements du foyer n'excèdent pas les tolérances définies au II.2 ( $\pm 600$   $\mu\text{m}$  en translation et  $\pm 0.06^\circ$  en rotation).

On peut optimiser le réglage du miroir primaire à température ambiante autour d'une température moyenne de fonctionnement. Cependant, la plage de température acceptable est entièrement dépendante des incertitudes associées à la connaissance de la position des foyers du miroir primaire et secondaire. La caractérisation du miroir primaire dans le domaine submillimétrique a permis par la suite de valider les évaluations d'incertitudes effectuées sur la mesure 3D (cf. III.4.1). On a également pu vérifier que les moyens de tests utilisés en laboratoire majoraient peu ces incertitudes. Dans mon exemple, j'ai considéré que l'incertitude sur les coordonnées du foyer secondaire est du même ordre de grandeur que celle obtenue sur le miroir primaire soit  $\pm 160$   $\mu\text{m}$ . Cette incertitude sur le foyer secondaire sera estimée et vérifiée pendant la caractérisation de l'instrument intégré.

TABLE III.14: Comparaison du décalage de la position du foyer du miroir primaire et du foyer du photomètre en fonction du différentiel de température  $\Delta T$  par rapport à la température initiale de 21 °C.

	$\Delta T$	0 °C	-20 °C	-40 °C	-60 °C	-80 °C
M1	x (mm)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	y (mm)	0	-0.366	-0.734	-1.100	-1.466
	z (mm)	0	-0.324	-0.663	-0.959	-1.267
Structure	x (mm)	0.000	-0.006	-0.014	-0.021	-0.028
	y (mm)	0.000	0.585	1.171	1.757	2.342
	z (mm)	0.000	0.105	0.21	0.315	0.42
Ecart	x (mm)	0.000	-0.006	-0.014	-0.021	-0.028
	y (mm)	0.000	0.219	0.437	0.657	0.876
	z (mm)	0.000	-0.219	-0.453	-0.644	-0.847

TABLE III.15: Translation à effectuer entre la position du foyer du miroir primaire et du foyer du photomètre pour un différentiel de température  $\Delta T = -40$  °C par rapport à la température initiale de 21 °C ( $\Delta T = 0$  °C).

$\Delta T$	0 °C	-20 °C	-40 °C	-60 °C	-80 °C
x (mm)	0.014	0.008	0.000	-0.007	-0.014
y (mm)	-0.437	-0.218	0.000	0.221	0.439
z (mm)	0.453	0.234	0.000	-0.192	-0.394

Les résultats présentés ci-dessus seront utilisés pour anticiper et optimiser les réglages sur le site de lancement. La plage de température autour de la valeur moyenne de la température estimée au plafond, permettant l'obtention d'une

qualité optique optimale, sera donc de l'ordre de  $\pm 40$  °C autour de la température moyenne de fonctionnement.

### III.4 Caractérisation dans le domaine submillimétrique

L'objectif de ces essais était de valider les caractéristiques et réglages estimés à partir du nuage de points 3D et de contrôler la qualité image dans le domaine submillimétrique. Pour cela, on utilise un banc de test dédié (figure III.22), développé au CESR, pour la caractérisation du télescope de l'expérience ODIN (Frisk et al. (2003), Ristorcelli and Marty (1998)).

Je présente dans cette partie le banc de test, le principe de réglage et de mesure spécifiquement développé pour ce projet, ainsi que les résultats obtenus (Engel et al., 2010a; Engel et al., 2010b).

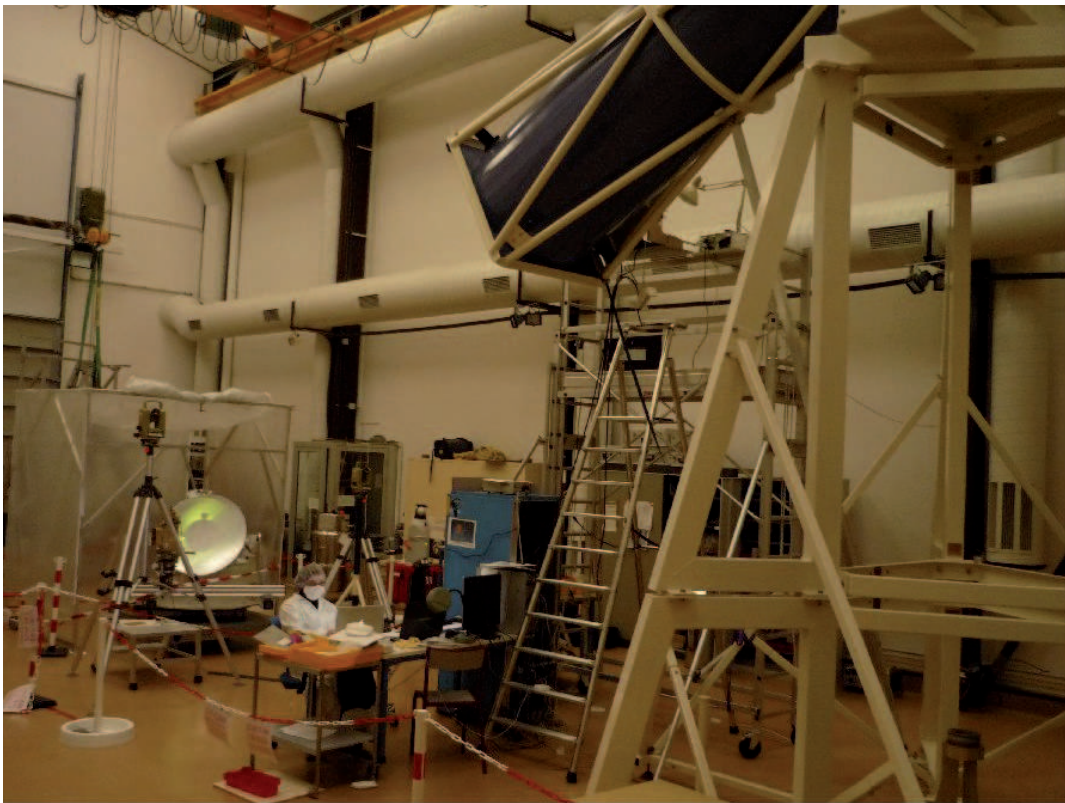


FIGURE III.22: Vue sur le banc de tests pendant la caractérisation du miroir primaire.

#### III.4.1 Description du banc de tests

L'objectif de cette partie est de présenter les principales caractéristiques du banc de test utilisé pour la caractérisation du miroir primaire, qui comprend (figure III.23) :

- un collimateur de type Newton,
- une source submillimétrique,
- un bolomètre refroidi à la température de l'hélium liquide ( $T = 4$  K).

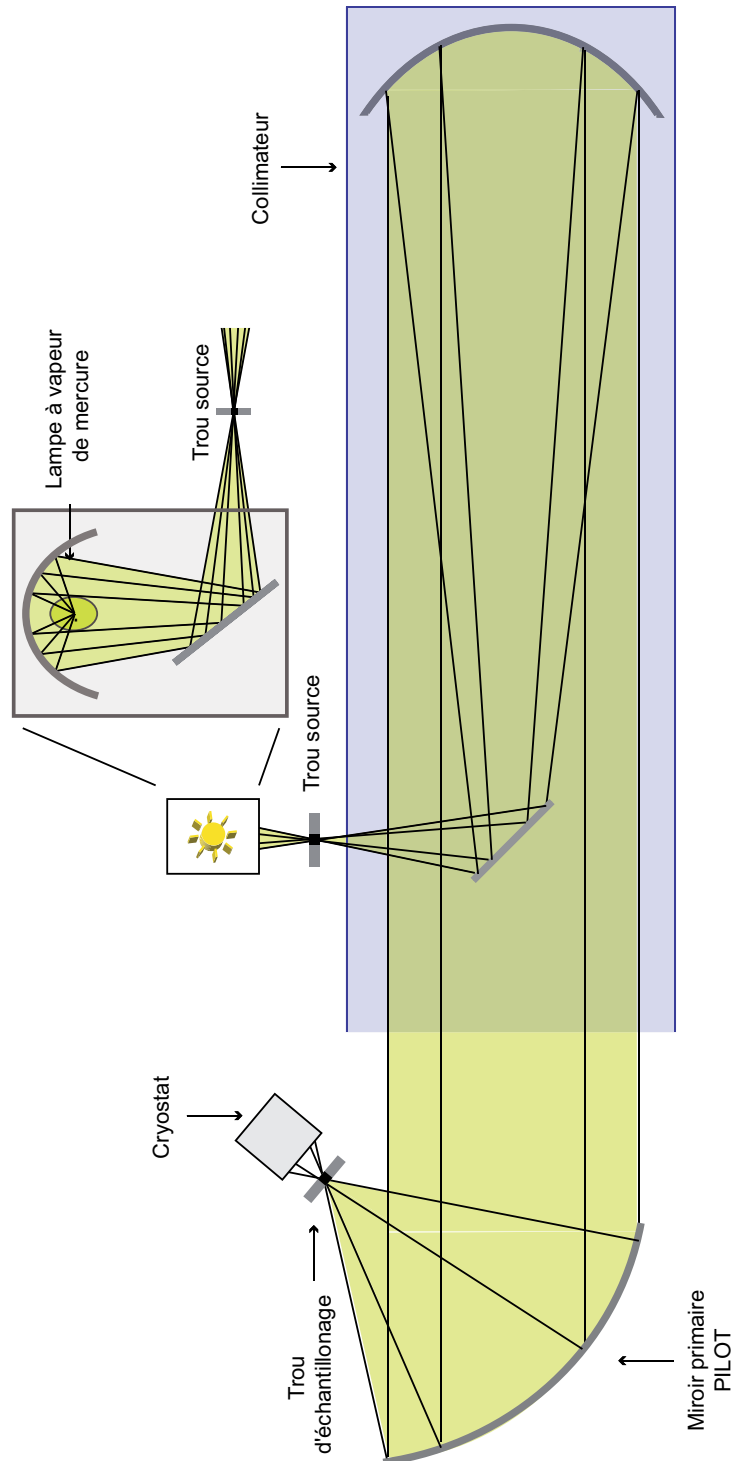


FIGURE III.23: Représentation schématique du banc de tests submillimétrique.

### III.4.1.1 Description des éléments

Le rayonnement submillimétrique est obtenu en utilisant une lampe à vapeur de mercure haute pression. On suppose que ce rayonnement est équivalent à celui d'un corps noir à 1800 K (Robinson, 1973). La lampe est positionnée au foyer primaire d'un miroir elliptique. La dimension de la source quasi ponctuelle ainsi obtenue au foyer secondaire est définie par une ouverture circulaire que l'on appellera trou source.

Le collimateur est un télescope de type Newton de diamètre 1 m et de focale 5.34 m. Il est constitué d'un miroir plan de renvoi orienté à 45° et d'un miroir parabolique. Afin d'obtenir un faisceau collimaté, le trou source est placé au foyer du collimateur. En simulant ainsi une source à l'infini, vue par le miroir primaire PILOT, on peut évaluer à son foyer, la qualité image. Le collimateur est monté sur une tour de 6 m de haut, lui permettant ainsi des élévations comprises entre 20 et 60°.

Le miroir primaire est monté sur un système de réglages comprenant une platine de rotation et une platine d'inclinaison, permettant de faire varier son élévation et son azimut par rapport au faisceau incident. A son foyer, on positionne un trou d'échantillonnage. Le flux collecté est mesuré à l'aide d'un bolomètre de 750  $\mu\text{m}^2$ , refroidi à la température de l'hélium liquide (4 K).

### III.4.1.2 Flux collecté par le miroir primaire

Le flux mesuré par le bolomètre est celui de la source submillimétrique pondéré par la transmission spectrale de chaque élément optique constituant le banc de test. L'optique intégrée au cryostat de test contient une lentille et un cône de Winston destiné à concentrer le flux sur le détecteur, une fenêtre à 271 K et un filtre à 77 K. La transmission spectrale globale  $\tau_{\text{cryostat}}$  de ces éléments est équivalente à un filtre passe haut avec une fréquence de coupure à 70  $\mu\text{m}$ .

Le coefficient de réflexion des miroirs, qu'ils soient revêtus d'or (miroirs du collimateur) ou d'aluminium (miroir primaire PILOT et miroirs du montage optique de la lampe), varie peu au delà de 5  $\mu\text{m}$  (variation inférieure à 0.5 %). La transmission spectrale est donc considérée comme constante au delà de 70  $\mu\text{m}$ .

Le modèle de Pardo et al. (2001) permet de calculer la transmission atmosphérique au sol pour une colonne d'air d'épaisseur  $e$  dans des conditions de tests en laboratoire (température de 293 K, pression de 1 013 hPa et humidité relative de 56.5 %). Dans notre cas, le trajet parcouru entre la source et le miroir primaire est de 15 m. Cependant, ce modèle ne permet pas de calculer la transmission  $\tau_{\text{atm}}$  en dessous de 150  $\mu\text{m}$  (figure III.24).

L'objectif ici n'étant pas d'obtenir le flux absolu reçu par M1 ( $\phi_{M1}$ ), on considère que le flux émis par la source est égal à la luminance normalisée du corps noir ( $\phi_{CN}$ ). Le flux collecté par M1 est alors (figure III.24) :

$$\phi_{M1} = \phi_{CN} \times \tau_{\text{cryostat}} (\times \tau_{\text{atm}}), \quad (\text{III.10})$$

avec  $\tau_{\text{cryostat}}$  et  $\tau_{\text{atm}}$ , la transmission spectrale respectivement des filtres du cryostat et de l'atmosphère.



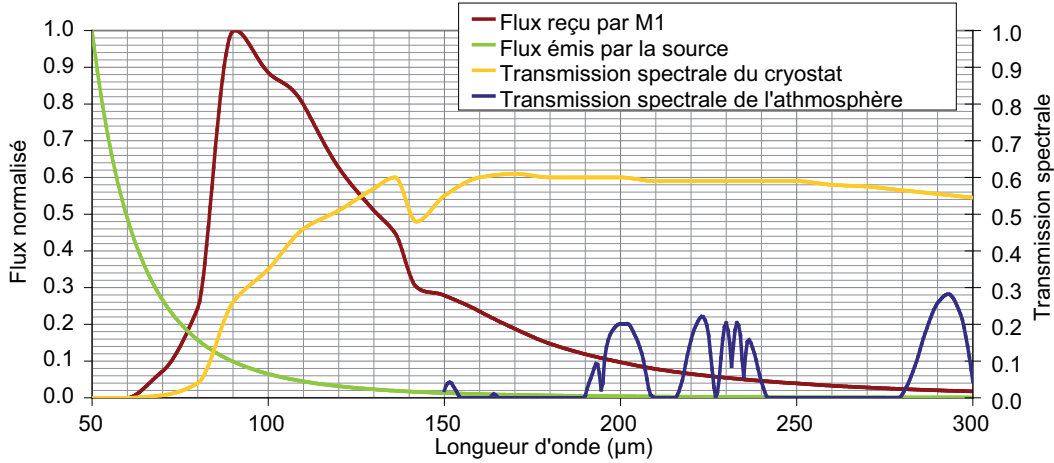


FIGURE III.24: Estimation du flux reçu par M1 sans prise en compte de l'absorption atmosphérique.

### III.4.1.3 Diamètre de la tache image

Le diamètre réel de la tache image dépend de l'élargissement induit par le spectre multi-longueurs d'onde de la source et par le diamètre du trou source. On peut calculer théoriquement la figure de diffraction en fonction de la longueur d'onde à partir de la fonction de Bessel du premier ordre  $J_1$ . L'intensité normalisée obtenue en chaque point de la figure de diffraction à une distance  $r$  de son centre est définie par :

$$I(\lambda, r) = \left( \frac{2J_1\left(\frac{\pi Dr}{f\lambda}\right)}{\frac{\pi Dr}{f\lambda}} \right)^2, \quad (\text{III.11})$$

où  $D$  est le diamètre de M1,  $f$  sa distance focale et  $\lambda$  la longueur d'onde.

En rayonnement polychromatique, il faut calculer la tache de diffraction pour chaque longueur d'onde incluse dans le spectre en pondérant son intensité maximale par l'intensité reçue par M1. L'intensité de la tache résultante est normalisée :

$$I_{poly}(\lambda, r) = \frac{\sum_{\lambda \in [\lambda_1, \lambda_2]} I(\lambda, r) \times F_{M1}(\lambda)}{\sum_{\lambda \in [\lambda_1, \lambda_2]} I(\lambda, 0) \times F_{M1}(\lambda)}. \quad (\text{III.12})$$

La figure III.25 présente par exemple une comparaison de la tache obtenue à  $90 \mu\text{m}$  avec celle obtenue en multi longueur d'onde sur la gamme  $[50 \mu\text{m}, 300 \mu\text{m}]$ . Le calcul est ici effectué sans prise en compte de l'absorption de l'atmosphère, celle-ci n'étant connue qu'à partir de  $150 \mu\text{m}$ . L'écart obtenu pour une largeur à mi-hauteur entre les deux taches est dans ce cas de  $10 \mu\text{m}$  avec une largeur à mi-hauteur de  $105 \mu\text{m}$  et  $120 \mu\text{m}$ , respectivement pour la tache en monochromatique et en polychromatique.

Le trou source n'induit pas d'élargissement de la tache. En effet, le grandissement équivalent au système collimateur M1 est égal au rapport de leur distance focale respective soit  $G \approx 0.14$ . L'image d'un trou source de diamètre  $D_{source} = 0.7 \text{ mm}$  a pour diamètre  $D_{source} \times G$  soit  $100 \mu\text{m}$ . Le diamètre réel de la tache au foyer de M1 étant le produit de convolution de l'image du trou source et de la tache de

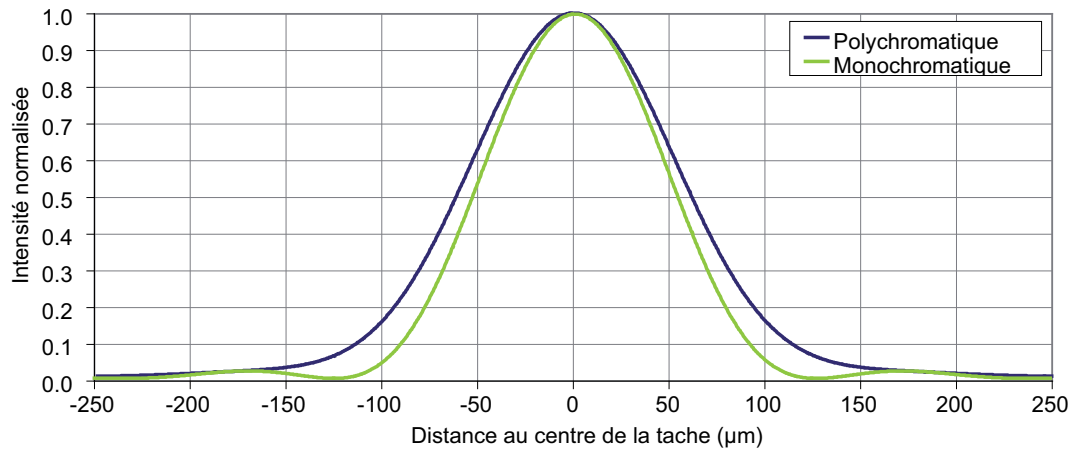


FIGURE III.25: Comparaison d'une coupe de la tache image calculée à 90  $\mu\text{m}$  et en multi longueur d'onde sur la gamme [50  $\mu\text{m}$ , 300  $\mu\text{m}$ ].

diffraction, le trou source n'a donc pas d'influence sur l'image observée, qui reste dominée par la diffraction.

Le critère choisi pour comparer les images en mesure est l'énergie encerclée à 50 %. Ce critère permet de prendre en compte d'éventuelles dissymétries dans l'image et répond donc à nos besoins. On calcule l'énergie encerclée de l'image monochromatique et polychromatique à partir de l'équation :

$$E(1) = \frac{I(1)}{\sum_{M \in \text{image}} I(M)} \quad (\text{III.13})$$

$$E(k+1) = I(k) + \frac{\sum_{M \in \text{cercle}} I(M)}{\sum_{M \in \text{image}} I(M)}.$$

La figure III.26 indique les courbes d'énergie encerclée obtenue pour des taches polychromatiques calculées pour différentes gammes de longueur d'onde. Il est bien sur évident que sans connaissance de la transmission atmosphérique sur l'étendue

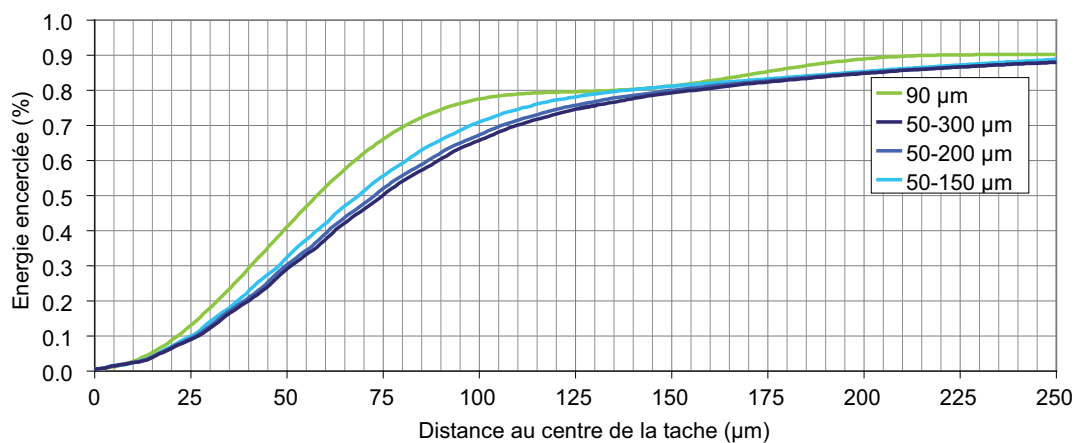


FIGURE III.26: Comparaison de courbes d'énergie encerclée calculée sur des images multi longueurs d'onde.

du spectre vu par le détecteur, il est difficile d'estimer le rayon de la tache image réelle.

#### *III.4.1.4 Echantillonnage de la tache image*

Le trou d'échantillonnage a un diamètre de 100  $\mu\text{m}$ . Ce choix résulte d'un compromis permettant d'obtenir un rapport signal à bruit suffisant pour pouvoir cartographier les taches images mesurées avec la meilleure résolution possible. Pendant la caractérisation, ce choix de diamètre nous a permis d'obtenir un rapport signal à bruit compris entre 4 et 30. Des tests ont été effectués avec des diamètres plus petits mais les images étaient alors trop bruitées pour être exploitables.

Ne disposant que d'un seul bolomètre, il est nécessaire d'échantillonner la tache image en différentes positions du plan focal. Pour cela le plus naturel serait de déplacer l'ensemble trou d'échantillonnage-bolomètre dans le plan focal. Cependant pour des raisons pratiques et par principe d'équivalence, c'est l'ensemble source-trou source que nous déplaçons dans le plan focal du collimateur à l'aide de platines de translation motorisées.

L'objectif étant de mesurer la tache image sur une zone permettant le calcul de l'énergie encerclée, il faut que sur le rayon mesuré, le pourcentage d'énergie encerclée soit proche de 1. Les mesures ont été effectuées avec un rayon d'environ 250  $\mu\text{m}$  dans le plan focal de M1 et une translation équivalente de 1.8 mm dans le plan focal du collimateur. L'impact de cette translation dans le plan focal du collimateur étant négligeable sur la qualité image, cette méthode a été adoptée. Le déplacement entre chaque point de mesure est de 30  $\mu\text{m}$ , soit 100 points de mesures par cartographie.

Pour ce rayon, l'intégralité du lobe principal de diffraction est cartographié et l'intensité en bord de cartographie est quasiment nulle (figure III.25). Ce choix de taille de cartographie permet également de limiter le temps de mesure et de négliger l'impact des variations de conditions d'environnement pendant les explorations.

#### *III.4.1.5 Système de détection*

L'acquisition des images étant effectuée à grandes longueurs d'onde, l'émission thermique de l'environnement du banc de test à 273 K constitue une lumière parasite pour la mesure. Afin de s'en affranchir au maximum, un chopper est positionné derrière le trou source. La détection synchrone permet alors, en ajustant la phase entre le signal du bolomètre et le signal de référence d'extraire le signal utile.

### **III.4.2 Méthodologie de réglages**

La méthodologie de réglages présentées dans cette partie a été mise en oeuvre spécifiquement pour le projet PILOT. Elle est basée sur l'utilisation d'une machine à mesurer tridimensionnelle et des théodolites.

### III.4.2.1 Moyens métrologiques

Les réglages sont effectués au moyen de 2 types d'instruments : des théodolites et une machine à mesurer tridimensionnelle sans contact que l'on nommera MMT par la suite. Un théodolite est une lunette montée sur deux platines de rotation, une horizontale l'autre verticale. On peut ainsi en visant un objet déterminer son azimut et élévation, avec une précision de l'ordre de 2".

La MMT contient un distance-mètre, un interféromètre, un laser hélium néon stabilisé (632.8 nm) et un laser infrarouge. Pour effectuer les mesures, la MMT utilise des cibles réfléchissantes sphériques qui peuvent être soit des coins de cube, soit des prismes, que l'on appellera par la suite cible ou réflecteur. Une représentation schématique de ce système est présentée sur la figure III.27. Les coordonnées de la cible mesurée par la MMT correspondent au centre de la sphère. Le repère utilisé par défaut est celui de l'instrument, mais on peut créer ses propres référentiels.

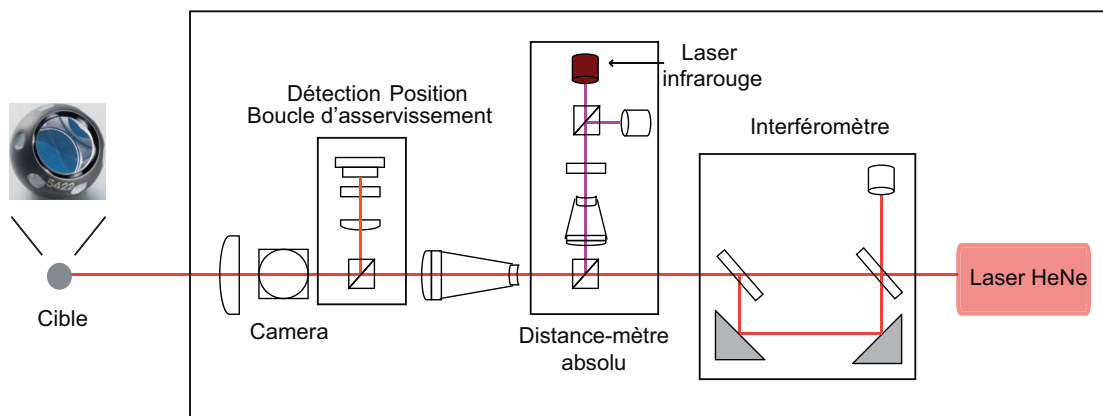


FIGURE III.27: Représentation schématique de la machine à mesurer tridimensionnelle.

L'interféromètre à division d'amplitude mesure en continu la différence de phase entre le faisceau de référence et le faisceau réfléchi par la cible. Quand on déplace la cible, l'électronique associée compte le nombre de fois où les deux faisceaux sont en phase. La distance parcourue entre deux interférences constructives est égale à la moitié de la longueur d'onde, soit  $0.32 \mu\text{m}$  dans notre cas. Ce système permet donc une mesure relative de distance.

Le distance mètre calcule la distance absolue parcourue, en analysant le signal infrarouge réfléchi par la cible. Il détermine le temps de parcours et le multiplie par la vitesse de la lumière dans l'air. Ce processus implique une durée de mesure plus longue et une incertitude de mesure plus grande que celle obtenue avec l'interféromètre.

Le couplage des deux méthodes permet à la fois d'obtenir une bonne précision de mesure et la réalisation de mesures en dynamique et en statique.

### III.4.2.2 Mise en configuration

La collimation du faisceau incident ne peut être effectuée qu'au moyen du théodolite. En effet, la MMT utilisant un faisceau laser parallèle, il n'est pas possible de

l'utiliser pour viser le trou source en réflexion sur le miroir parabolique du télescope.

La position de l'ensemble trou source-montage lampe sur l'axe optique du collimateur est réglable à l'aide d'une platine de translation. En visant le trou source au travers du collimateur à l'aide de deux théodolites, il est ainsi possible de le positionner précisément au foyer du collimateur.

Un miroir de report de l'axe optique du faisceau incident a été fixé sur le tube du télescope. L'orientation de ce miroir plan est réglée au théodolite de manière à ce que sa normale soit parallèle au faisceau collimaté.

On peut à partir de ce moment travailler avec la MMT. Un réflecteur est fixé à une hauteur suffisante pour être visé par la MMT en réflexion sur le miroir de report. Deux visées sont effectuées : une en réflexion sur le miroir et une directe. La droite obtenue par les coordonnées du centre bille des 2 visées nous donne directement la normale du miroir. En effet, la MMT effectuant une mesure de distance, les coordonnées de la bille mesurée en réflexion sont celles qu'aurait la bille sans réflexion (figure III.28).

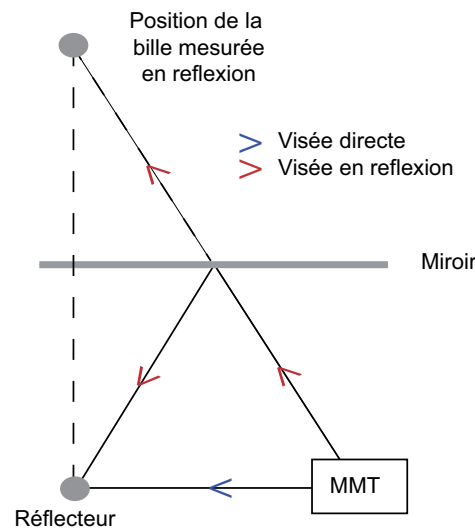


FIGURE III.28: Principe de mesure de la normale du miroir de report par la MMT.

Pour matérialiser le repère optique M1, on mesure les 3 réflecteurs positionnés sur le contour du miroir. L'axe z de ce repère correspond à l'axe optique du miroir. L'ensemble des mesures précédemment effectuées étant enregistré dans le logiciel de contrôle, on connaît alors la position relative du miroir par rapport au faisceau incident. Le miroir étant fixé sur une platine de rotation et d'inclinaison, on peut ainsi le positionner à l'élévation et l'azimut souhaité pour la mesure (figure III.29).

La position du foyer du miroir primaire est estimée à partir des données issues de la mesure 3D (pour chaque position du miroir par rapport au faisceau incident). L'ensemble cryostat-trou source est fixé sur un système de réglage à 6 degrés de liberté.

Pour positionner le trou source au foyer, ce dernier est équipé de 4 réflecteurs répartis sur un cercle. Le centre de ce cercle est le centre du trou source. A partir des coordonnées de ces 4 billes, on calcule la position du trou source et on le déplace pour le faire correspondre à la position du foyer.

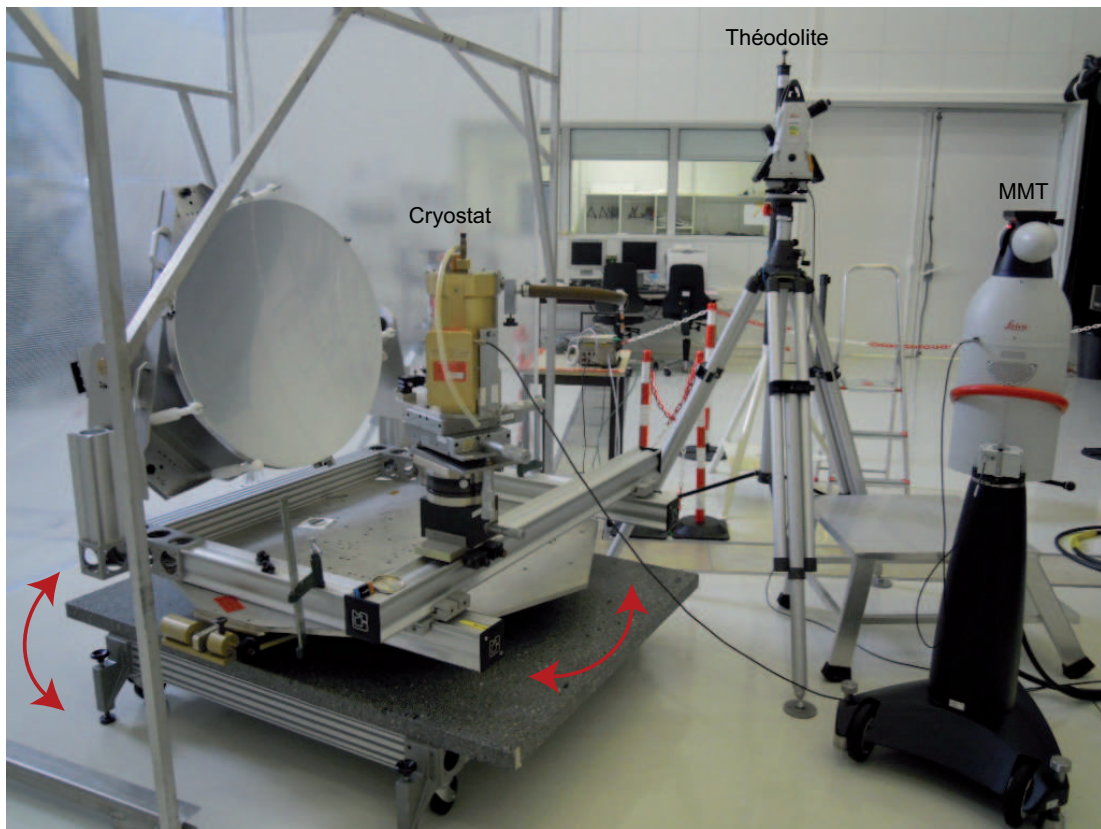


FIGURE III.29: Miroir primaire en configuration de tests, le support mécanique autorise les rotations en élévation et en azimut.

#### III.4.2.3 Estimation des incertitudes sur le positionnement du miroir primaire

La précision angulaire des théodolites utilisés est de  $0.001^\circ$ . Pour la MMT, on dispose d'une incertitude sur la distance mesurée égale à  $\pm 15 \mu\text{m} + 6 \mu\text{m}/\text{m}$  et d'une résolution angulaire de  $0.14''$ . L'incertitude sur une coordonnée mesurée par la MMT est obtenue à partir de l'équation III.5.

La collimation est effectuée à l'aide de deux mesures théodolites. Le report de l'axe du faisceau incident sur le miroir plan nécessite une mesure théodolite. On estime que l'incertitude sur l'axe du faisceau collimaté est la somme quadratique de l'incertitude sur les trois mesures soit  $0.002^\circ$ .

Lors de la mesure de la normale du miroir de report par la MMT, la distance entre le réflecteur et la MMT n'excède pas 10 m. L'incertitude élargie associée aux coordonnées des billes est par conséquent de  $90 \mu\text{m}$ . L'incertitude angulaire correspondante est négligeable par rapport à celle du théodolite. L'incertitude totale sur la connaissance de l'axe du faisceau collimaté est de  $0.002^\circ$ .

Les mesures effectuées sur le miroir sont effectuées à une distance réflecteur-MMT n'excédant pas 3 m. L'incertitude associée aux coordonnées mesurées dans ces conditions est de  $30 \mu\text{m}$ . Le repère optique est matérialisé à partir de 3 réflecteurs, l'incertitude sur les coordonnées d'un point dans ce repère est par conséquent de  $50 \mu\text{m}$ . L'incertitude angulaire induite par ces mesures sur l'axe optique du miroir est elle négligeable. L'incertitude liée aux coordonnées du centre du trou source à

partir des 4 billes est négligeable (raison identique à celle invoquée pour les billes de référence mesurée en 3D, cf. III.2.2.1).

A ces estimations, il faut associer les incertitudes associées aux résultats issus de la mesure 3D. On considère que l'incertitude totale est la somme quadratique des incertitudes de réglage et des incertitudes sur la mesure 3D. Finalement, la précision sur les coordonnées du foyer et les rotations autour des axes  $Ox$  et  $Oy$  du repère optique sont respectivement de  $\pm 160 \mu\text{m}$  et  $\pm 0.004^\circ$ .

### III.4.3 Résultats de mesures

L'objectif étant de vérifier les résultats obtenus précédemment par calcul sur le nuage 3D, une exploration de la qualité image autour de la meilleure position estimée a été effectuée. Des mesures ont donc été réalisées pour différentes orientations du miroir par rapport au faisceau incident.

Les variations angulaires effectuées autour de la meilleure configuration étaient de  $0.06^\circ$  en élévation et en azimut. Ayant obtenu directement des résultats satisfaisants en position optimisée, le nombre de mesures angulaires a été volontairement limité à l'exploration en élévation à l'azimut optimisé et l'exploration en azimut à élévation optimisée.

Pour chaque position du miroir par rapport au faisceau incident, l'image a été mesurée en différentes positions sur l'axe optique. Les translations effectuées sur cet axe par rapport à la meilleure position était de  $\pm 600 \mu\text{m}$ .

Les gammes d'explorations en translation et en rotation retenues sont le résultat d'un compromis entre le rapport signal à bruit, la taille de l'image et sa déformation en mode dégradé, permettant un calcul efficace de l'énergie encerclée.

Une mesure complémentaire a été effectuée en azimut de façon à vérifier la répétabilité des résultats. Finalement, 19 configurations ont été testées soit un total de 133 cartographies de taches mesurées.

Chaque cartographie est constituée de 100 points de mesure (matrice de  $10 \times 10$ ). Pour augmenter la précision des résultats, ces images sont interpolées par une fonction cubique (matrice de  $240 \times 240$ ). Tous les résultats présentés par la suite, correspondent au traitement des images interpolées.

#### III.4.3.1 Orientation optimale

La somme des intensités d'une cartographie varie en fonction de la configuration de mesure. En effet, la taille de la zone explorée dans le plan focal est la même pour toutes les images d'une même série. Or la tache s'élargie lorsque l'on s'éloigne de la position optimale. De fait la surface de la tache couverte par la cartographie est différente suivant les positions explorées sur l'axe optique.

L'énergie totale incluse dans la tache est théoriquement invariante quelque soit la configuration, seule la forme et la taille de la tache varient. Pour corriger ce biais dû à la méthode de mesure, je considère que la somme de l'intensité de chaque image est égale à celle obtenue sur la meilleure image d'une série de mesure. Le rayon à

50 % d'énergie encerclée a ainsi été calculé pour chaque image mesurée à partir de l'équation III.13.

Pour chaque configuration, une courbe théorique a été estimée sous Zemax avec 3 fenêtres de transmission atmosphérique : 90, 150 et 160  $\mu\text{m}$ . La fenêtre à 90  $\mu\text{m}$  correspond à une hypothétique fenêtre atmosphérique autour du maximum combiné du flux de la source et de la transmission du cryostat. Les deux autres longueurs d'onde correspondent à des fenêtres atmosphériques réellement identifiées. Au delà, on considère que le flux relatif reçu par M1 reste négligeable et ne contribue pas à l'élargissement de la tache image. Les caractéristiques optiques du miroir primaire utilisée dans cette modélisation sont celles estimées à partir du nuage de points 3D mesuré à température ambiante (cf. III.2.3).

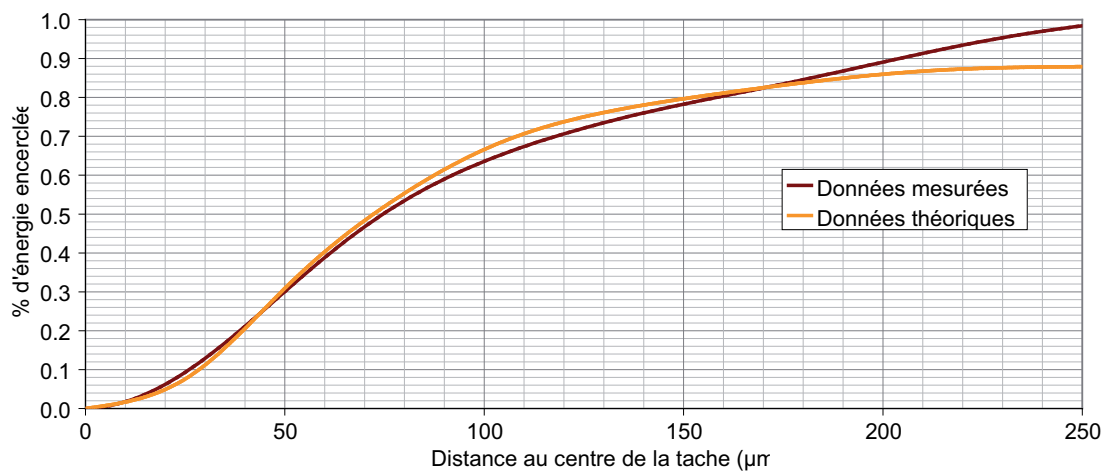


FIGURE III.30: Comparaison des courbes d'énergie encerclée mesurée à la configuration optimale et estimée en considérant 3 fenêtres de transmission atmosphérique (90, 150 et 160  $\mu\text{m}$ ).

La courbe d'énergie encerclée, calculée à partir de ces hypothèses, est comparée à la courbe d'énergie encerclée mesurée à la configuration optimale, sur la figure III.30. La courbe théorique reproduit relativement bien la courbe mesurée jusqu'à 85 %. Au delà, l'énergie encerclée contenue dans la cartographie mesurée est supérieure à celle estimée par calcul.

La forme de la courbe calculée est évidemment dépendante des hypothèses utilisées pour modéliser la source. La variation du rayon à 50 % d'énergie encerclée le long de l'axe optique, calculée pour différentes hypothèses sur la source, est présentée sur la figure III.31. La valeur absolue de ce rayon est de fait fonction de ces hypothèses. Le biais entre le diamètre de la tache théorique et mesuré n'est donc pas quantifié à cause du manque d'informations concernant les fenêtres de transmission atmosphériques en dessous de 150  $\mu\text{m}$ .

L'achromaticité des miroirs rend cependant le minimum local de ces courbes invariant quelque soit la ou les longueurs d'onde utilisées pour le calcul. Ces courbes théoriques sont par conséquent utilisées pour évaluer l'incertitude sur le minimum local, dû à l'échantillonnage de la courbe.

Les rotations appliquées au miroir pour chaque position du miroir par rapport au collimateur ont été effectuées dans le repère sol, pour des raisons pratiques.



La position relative entre le repère sol et optique en configuration axe incident et axe optique M1 confondus est présentée sur la figure III.32 (élévation sol de  $30^\circ$  et rotation autour de l'axe z de  $119^\circ$  pour que le cryostat soit en position verticale).

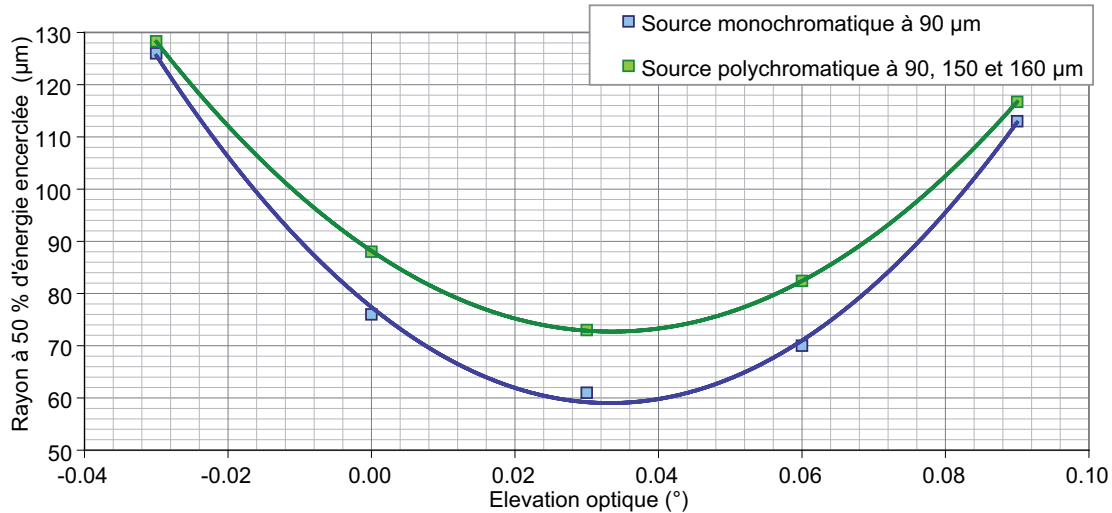


FIGURE III.31: Comparaison des courbes théoriques obtenues en exploration de l'élévation optique en fonction des hypothèses sur la source, le minimum local est identique sur les deux courbes.

La figure III.33 indique pour chaque position du miroir le rayon minimal obtenu le long de l'axe optique. L'élévation et l'azimut sol correspondent respectivement à une rotation du miroir par rapport à un axe vertical et horizontal. Pour l'exploration réalisée en élévation sol variable et azimut sol constant, ni l'élévation ni l'azimut ne sont constants dans le repère optique (figure III.33 c)). Il en est évidemment de même pour les explorations en élévation sol constante et azimut sol variable (figure III.33 a) et b)), ce qui explique pourquoi l'interpolation par une fonction parabolique est moins performante que dans le cas présenté en figure III.31 où les courbes estimées ont été calculées à élévation optique variable et azimut optique constant.

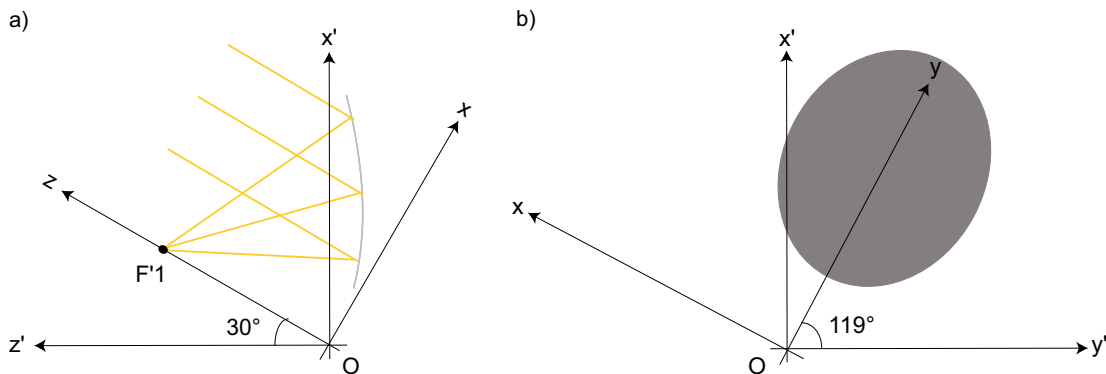


FIGURE III.32: Représentation de la position du repère sol et du repère optique pour la configuration axe incident/axe optique M1 confondus.

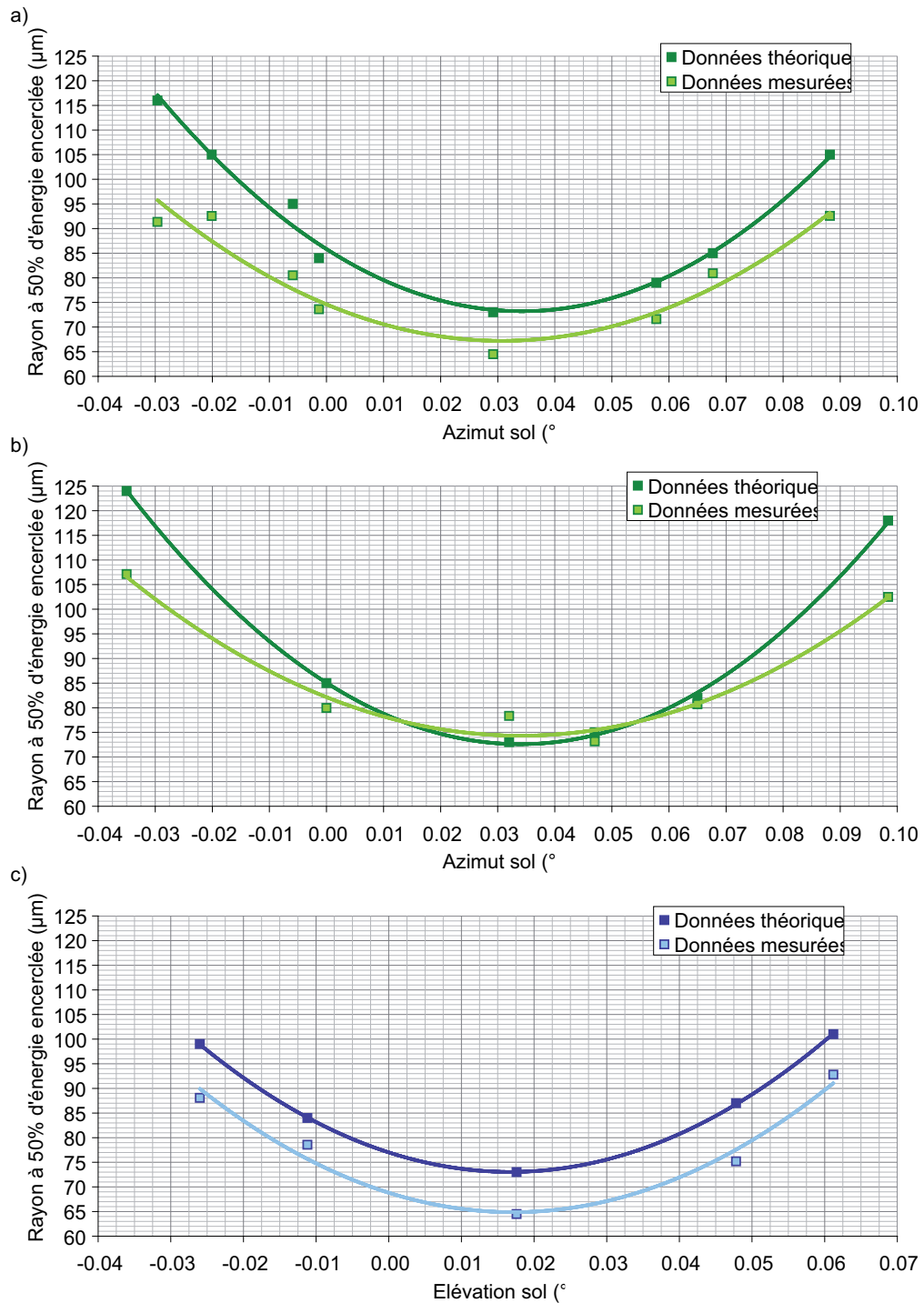


FIGURE III.33: Comparaison des courbes mesurées et estimées obtenues en a) azimut sol première série, b) azimut sol deuxième série, c) élévation sol.

TABLE III.16: Positions angulaires du miroir, rayon à 50 % d'énergie encerclée, exploration en élévation sol.

Repère sol		Repère optique		Rayon à 50 % d'énergie	
Elévation (°)	Azimut (°)	Elévation (°)	Azimut (°)	Mesuré ( $\mu\text{m}$ )	Estimé ( $\mu\text{m}$ )
-0.026	0.0285	0.009	-0.035	88	99
-0.0112	0.0289	0.016	-0.022	79	84
0.0176	0.0292	0.031	0.003	64	73
0.0478	0.0289	0.045	0.030	75	87
0.0612	0.0291	0.052	0.041	93	101

TABLE III.17: Positions angulaires du miroir, rayon à 50% d'énergie encerclée, exploration en azimut sol, série1.

Repère sol		Repère optique		Rayon à 50 % d'énergie	
Elévation (°)	Azimut (°)	Elévation (°)	Azimut (°)	Mesuré ( $\mu\text{m}$ )	Estimé ( $\mu\text{m}$ )
0.0178	-0.0296	-0.014	0.028	91	116
0.0180	-0.0201	-0.006	0.024	92	105
0.0174	-0.0059	0.004	0.018	80	95
0.0173	-0.0013	0.009	0.014	74	84
0.0176	0.0292	0.031	0.003	64	73
0.0177	0.0578	0.052	-0.009	72	79
0.0163	0.0677	0.059	-0.014	81	85
0.0176	0.0882	0.075	-0.022	93	105

TABLE III.18: Positions angulaires du miroir, rayon à 50% d'énergie encerclée, exploration en azimut sol, série2.

Repère sol		Repère optique		Rayon à 50 % d'énergie	
Elévation (°)	Azimut (°)	Elévation (°)	Azimut (°)	Mesuré ( $\mu\text{m}$ )	Estimé ( $\mu\text{m}$ )
0.0182	-0.0353	-0.018	0.031	107	124
0.0186	0.000	0.009	0.016	80	85
0.0183	0.0323	0.033	0.002	78	73
0.0175	0.0467	0.044	-0.004	73	75
0.0185	0.065	0.058	-0.011	81	82
0.0180	0.0984	0.083	-0.026	103	118

Ce constat montre également l'importance de la comparaison relative des courbes mesurées et estimées par modélisation sous Zemax. Globalement le sens de variation des points mesurés et estimés autour de l'interpolation parabolique est proche : lorsque le point estimé est proche de l'interpolation, le point mesuré l'est également, de même pour un point au dessus ou au dessous de l'interpolation (figure III.33). Les tableaux III.17, III.18 et III.16 récapitulent les positions angulaires du miroir et les rayons à 50 % d'énergie encerclée associés à la figure III.33.

Le minimum des courbes mesurées est dans tous les cas extrêmement proche de celui estimé par calcul. L'écart entre le minimum estimé et calculé est inférieur à  $0.0001^\circ$  pour la première série d'exploration en azimuth et pour l'exploration en élévation (figure III.33 a) et c)). Cet écart est de  $0.003^\circ$  pour la deuxième série d'exploration en azimuth (figure III.33 b)). Ces ordres de grandeur sont tout à fait cohérent avec l'incertitude angulaire de positionnement estimée égale à  $0.004^\circ$  (cf. III.4.2.3).

La mesure de répétabilité, appelée série 2, effectuée pour l'exploration en azimuth sol, montre la bonne reproductibilité des résultats. Le rayon minimal obtenu sur la série 2 est plus élevé de  $11 \mu\text{m}$  par rapport à celui de la série 1 (tableaux III.17 et III.18). Pour la série 2, la zone explorée a volontairement été agrandie, la somme des intensités de la meilleure cartographie est donc plus élevée dans la série 2 que dans la série 1. Or l'hypothèse utilisée pour le calcul du rayon à 50 % d'énergie encerclée, est que dans les deux cas, le pourcentage d'énergie incluse dans l'image est de 1. Il est ainsi cohérent d'obtenir un rayon minimal sur la série 1 inférieur à celui de la série 2.

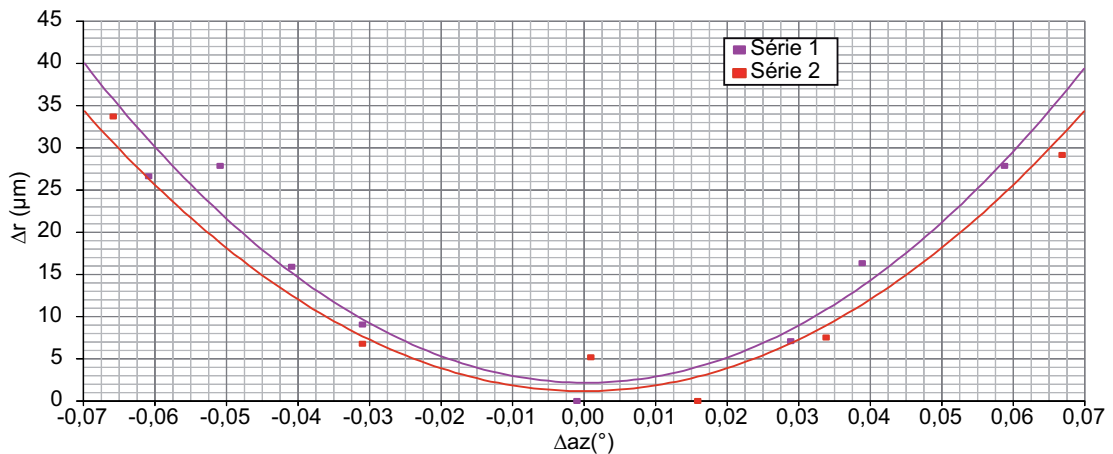


FIGURE III.34: Comparaison relative de la forme des courbes obtenues lors des explorations en azimuth.

Pour les deux courbes mesurées en azimuth, je présente sur la figure III.34, le différentiel du rayon à 50 % d'énergie encerclée obtenue par rapport à la meilleure image soit :  $\Delta r = r_i - r_{opt}$ , avec  $\Delta r_i$  l'énergie encerclée mesurée sur l'image  $i$  et  $\Delta r_{opt}$  celle mesurée sur l'image optimale. De même l'abscisse de cette courbe est le différentiel d'azimut entre l'image  $i$  ( $Az_i$ ) et la meilleure image ( $Az_{opt}$ ) :  $\Delta Az = Az_i - Az_{opt}$ .

On peut ainsi comparer en relatif la forme des deux courbes mesurées en azimuth. Les écarts de forme entre les courbes interpolées sont au maximum de  $5 \mu\text{m}$

avec un écart rms inférieur à 2  $\mu\text{m}$ . Le pas de mesure étant de 30  $\mu\text{m}$  et le rayon étant estimé sur une courbe interpolée, on peut supposer que l'incertitude relative sur le rayon mesuré est de l'ordre de  $\pm 15 \mu\text{m}$ . Les écarts de forme observés sur la figure III.34 sont donc cohérents avec les incertitudes liées à la méthodologie de mesure.

Enfin, comme les courbes calculées sous Zemax, les courbes mesurées sont symétriques par rapport à la position angulaire optimale. La position angulaire optimale du miroir primaire, obtenue par la mesure, est donc tout à fait cohérente avec celle estimée par modélisation sous Zemax (avec prise en compte des caractéristiques optiques estimées à partir des données 3D).

### III.4.3.2 Position du foyer

Je présente sur la figure III.35 une comparaison des courbes mesurées et estimées, obtenues en translation sur l'axe optique, en configuration optimale, sur les deux séries de mesures. Comme pour les courbes obtenues en exploration angulaire (cf. III.4.3.1), les variations observées autour de l'interpolation sont semblables pour la courbe estimée et mesurée. Sur la série 1, le défocus optimal estimé et mesuré sont respectivement de 19  $\mu\text{m}$  et 71  $\mu\text{m}$  soit un écart estimation et mesure de 52  $\mu\text{m}$ . Sur la série 2, le défocus est de 15  $\mu\text{m}$  sur la courbe estimée et de 95  $\mu\text{m}$  sur la courbe mesurée soit un écart de 80  $\mu\text{m}$  (Fig. III.35).

Pour les translations en x et y, on regarde l'écart entre le centre estimé et mesuré des meilleures images des deux séries. La position estimée correspond au centre de l'image puisque le trou source est positionné à partir des données issues de la mesure 3D. La position mesurée correspond au barycentre calculé sur l'image. L'écart obtenu entre centre théorique et mesuré est inférieur à 10  $\mu\text{m}$  sur les 2 séries de mesures. Ces résultats obtenus en translation suivant les axes x, y et z (axe optique) sont cohérents avec l'incertitude sur les coordonnées de la position du foyer estimée égale à  $\pm 160 \mu\text{m}$  (cf. III.4.2.3).

Comme pour les courbes obtenues en exploration angulaire, la forme des courbes obtenues sur les deux séries de mesure est comparée en relatif. La figure III.36 indique le différentiel du rayon à 50 % d'énergie encerclée obtenue par rapport à la meilleure image soit :  $\Delta r = r_i - r_{opt}$ , avec  $\Delta r_i$  l'énergie encerclée mesurée sur l'image i et  $\Delta r_{opt}$  celle mesurée sur l'image optimale.

De même l'abscisse de cette courbe est le différentiel d'azimut entre l'image i ( $Az_i$ ) et la meilleure image ( $Az_{opt}$ ) :  $\Delta Az = Az_i - Az_{opt}$ . Les écarts de forme maximum sont de l'ordre de 15  $\mu\text{m}$  avec un écart rms de 5  $\mu\text{m}$  et sont donc cohérents avec les incertitudes liées à la méthodologie de mesure (pas de mesure de 30  $\mu\text{m}$ , incertitude relative sur le rayon mesuré de l'ordre de  $\pm 15 \mu\text{m}$ ).

Enfin, comme pour les courbes obtenues en exploration angulaire, cette comparaison relative de la forme des courbes permet de mettre en évidence leur symétrie par rapport à la position optimale du foyer. La position optimale du foyer du miroir primaire, obtenue par la mesure, est donc tout à fait cohérente avec celle calculée à partir des caractéristiques optiques estimées à partir des données 3D).

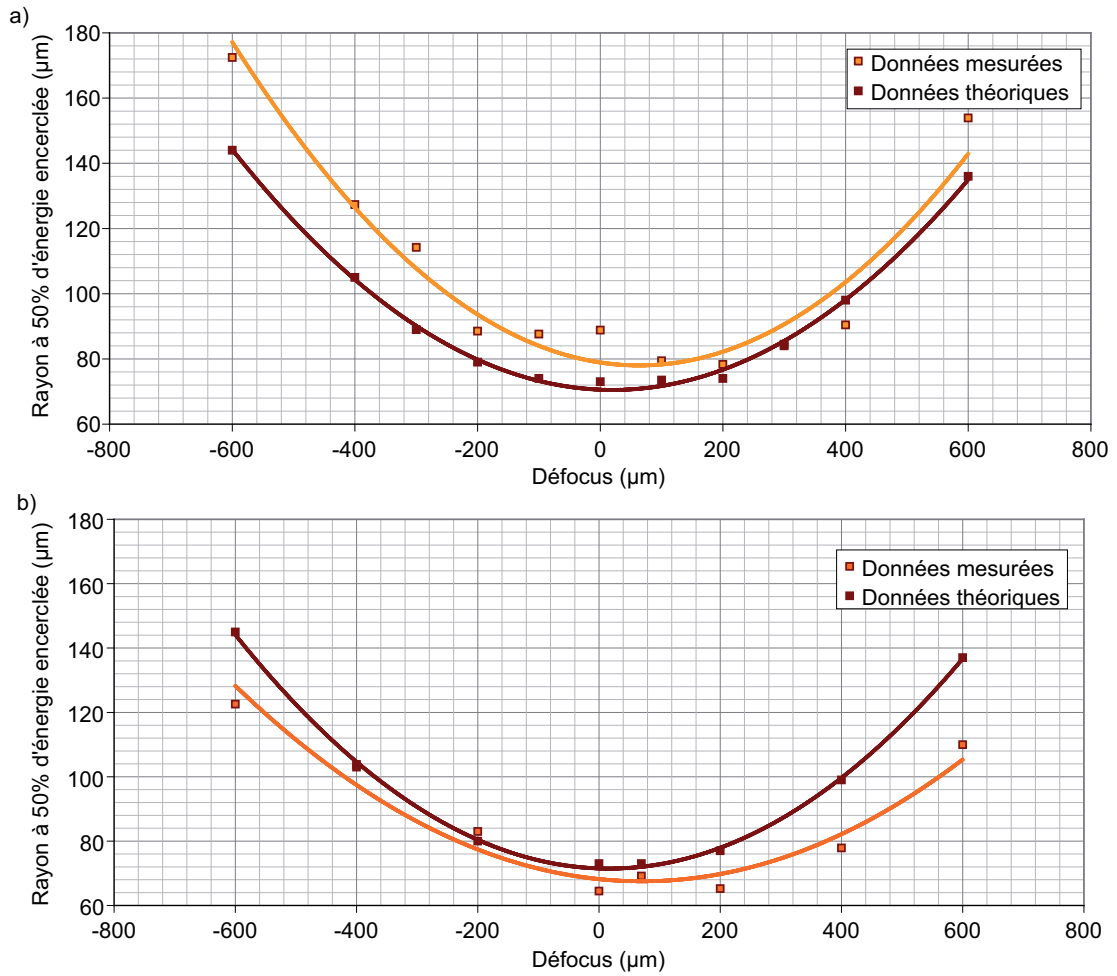


FIGURE III.35: Comparaison des courbes mesurées et théoriques obtenues par exploration de la tache image le long de l'axe optique a) série 2, b) série 1.

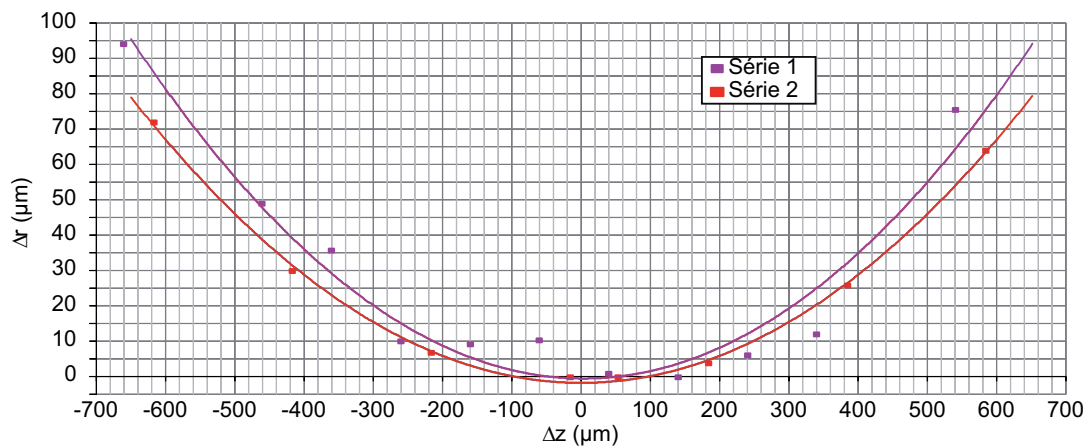


FIGURE III.36: Comparaison relative de la forme des courbes obtenues lors de l'exploration de l'axe optique en configuration optimale.

### III.4.3.3 Forme des taches images

A nos longueurs d'onde de mesure, l'image optimale est limitée par la diffraction. La forme de la tache théorique est donc parfaitement maîtrisée. La meilleure image a été obtenue sur la série 2, il s'agit également du réglage le plus proche de celui estimé par la mesure 3D et du meilleur rapport signal à bruit obtenu sur l'ensemble des mesures.

Pour évaluer la sphéricité de la meilleure tache image obtenue sur les deux série, j'ai calculé le contour à mi-hauteur ainsi que le cercle optimal passant par les points de ce contour en optimisant à la fois les coordonnées du centre et le rayon du cercle. L'écart maximal et moyen entre le cercle optimisé et le contour sont respectivement de  $27\ \mu\text{m}$  et de  $2\ \mu\text{m}$  (figure III.37). Les écarts de sphéricité sont donc faibles et tout à fait cohérents avec la méthode d'échantillonnage adoptée (trou d'échantillonnage de  $100\ \mu\text{m}$ , un point tous les  $30\ \mu\text{m}$ ).

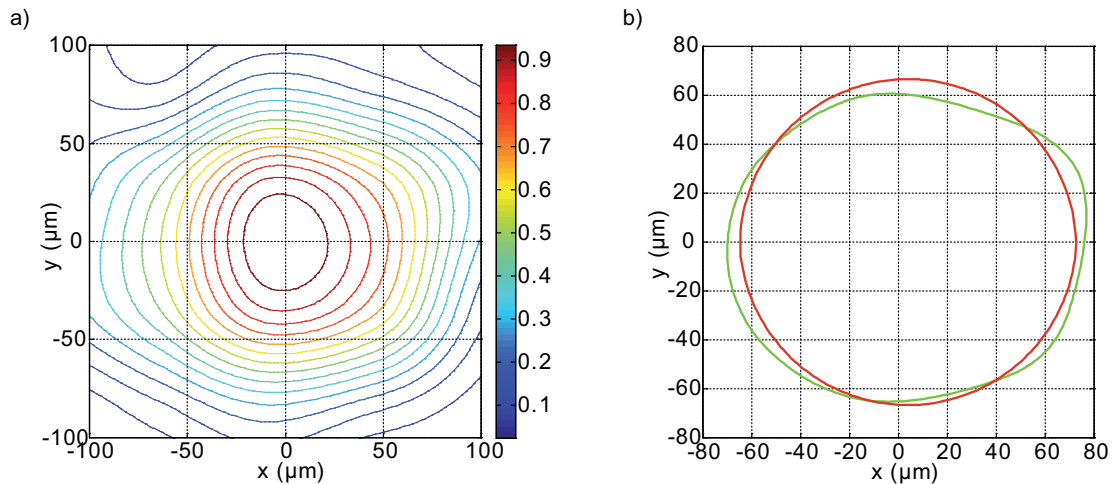


FIGURE III.37: a) Contour de la meilleure image pour différentes intensités normalisées, b) contour à mi-hauteur et meilleur cercle correspondant.

Une partie des images obtenues est présentée sur la figure III.38. Ces cartographies correspondent à une dimension de  $400\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$ . Les images normalisées par l'intensité maximale, obtenues sur l'exploration, permettent de visualiser la variation d'intensité. Les variations de formes sont elles bien visibles sur les images normalisées par leur propre maximum.

Pour chaque configuration, la tache géométrique théorique a été calculée au 3 longueurs d'onde utilisées pour modéliser la source ( $90\ \mu\text{m}$ ,  $150\ \mu\text{m}$ ,  $160\ \mu\text{m}$ ), la taille de la zone représentée est de  $600\ \mu\text{m} \times 600\ \mu\text{m}$ . La contribution majoritaire est bien évidemment celle de la plus petite longueur d'onde soit  $90\ \mu\text{m}$ .

Les taches restent relativement sphériques sur une plage de  $\pm 300\ \mu\text{m}$  et  $0.03^\circ$ . Sur ces plages, les taches théoriques restent limitées par la diffraction (disque d'Airy représenté par le cercle noir). Au delà, on retrouve des formes de taches globalement en accord avec les taches géométriques calculées. Il est évident que plus on s'éloigne de la configuration optimale, plus les images sont déformées par la chute du rapport signal à bruit et par l'échantillonnage.

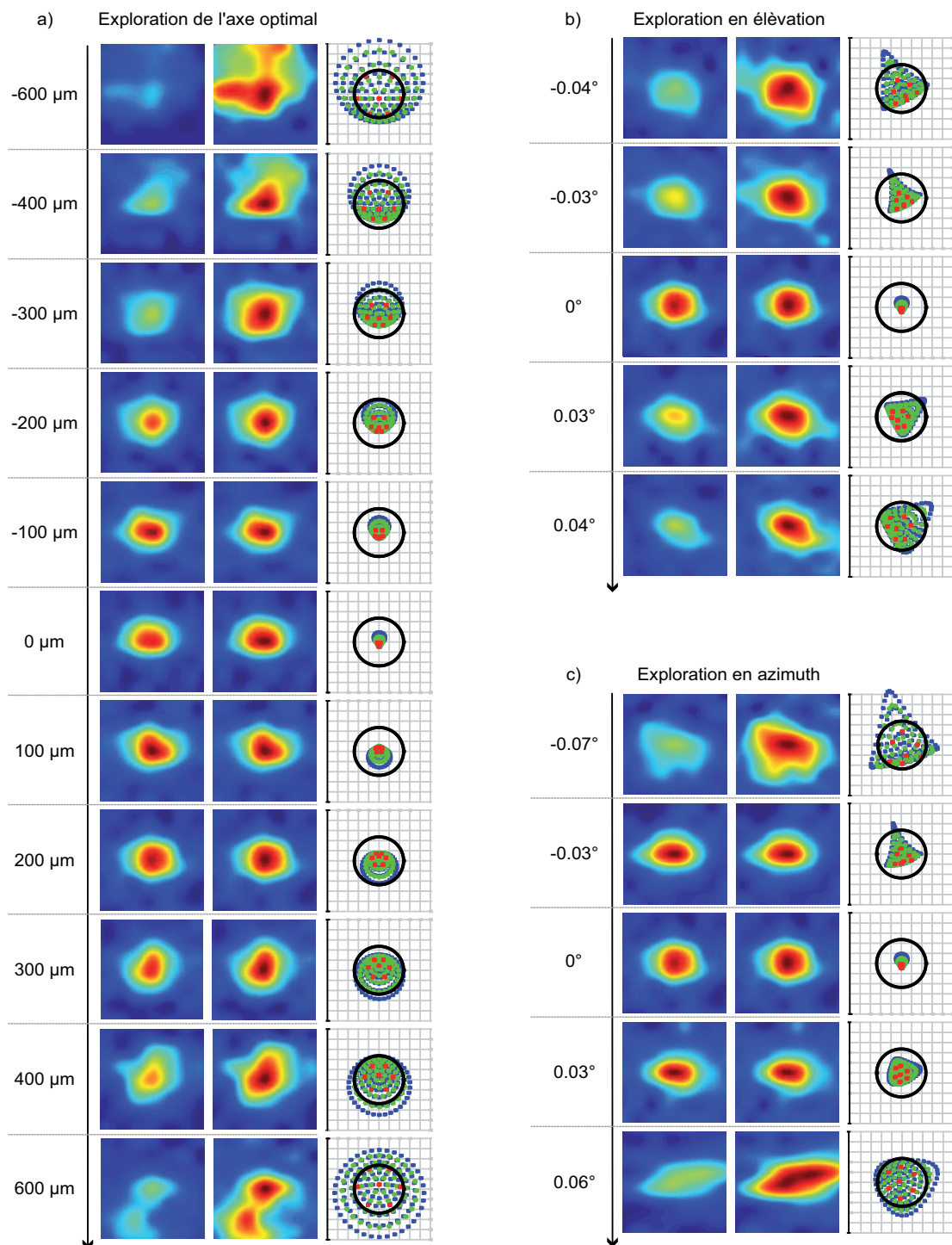


FIGURE III.38: Images obtenues en exploration a) de l'axe optique en configuration optimale, b) en élévation, c) en azimuth ; images normalisées par rapport à l'intensité maximale de l'exploration sur la colonne de gauche, images normalisées par rapport à leur propre maximum d'intensité sur la colonne centrale, calcul théorique de la forme géométrique de l'image sur la colonne de droite (points bleus 90  $\mu\text{m}$ , verts 150  $\mu\text{m}$ , rouges 160  $\mu\text{m}$ , cercle noir rayon d'Airy).



### III.4.4 Adéquation entre les résultats mesurés et estimés par la mesure 3D

L'élévation et l'azimut optimum sont obtenus à partir des interpolations présentées en figure III.33 (cf. III.4.3.1). Les courbes calculées et mesurées indiquent un minimum identique (au millième de degré) à l'exception de l'exploration en azimut de la série 2. L'écart dans ce cas est de  $0.003^\circ$  entre mesures et évaluations.

La position du foyer est obtenue par interpolation des points mesurés le long de l'axe optique en configuration optimale (figure III.35, cf. III.4.3.2). Le long de l'axe optique les écarts en translation entre la position attendue et mesurée n'excèdent pas  $80\ \mu\text{m}$ . Pour les coordonnées en x et y cet écart est inférieur à  $10\ \mu\text{m}$ .

Les écarts en translation et rotations observés entre la position attendue et mesurée n'excèdent pas  $80\ \mu\text{m}$  et  $0.003^\circ$ . Cela confirme le réglage optimal déduit des résultats de la mesure 3D ainsi que l'évaluation des incertitudes associées à la mesure 3D et au banc de test utilisé (cf. III.4.2.3).

La forme des taches obtenues en fonction des différentes configurations a été comparée à la forme géométrique théorique. L'écart rms de sphéricité obtenue sur la meilleure tache est inférieure à  $2\ \mu\text{m}$ . Les caractéristiques du miroir obtenues à l'aide du banc submillimétrique sont par conséquent en totale adéquation avec les résultats estimés par la mesure 3D.

## III.5 Conclusion

Les résultats obtenus à partir de la mesure tridimensionnelle, effectuée sur le miroir primaire à température ambiante, montrent que le miroir est conforme aux spécifications, à l'exception de la constante de conicité. Ce paramètre est le plus difficile à contrôler pendant la réalisation et on peut estimer qu'il n'était pas techniquement possible de s'approcher davantage de la valeur nominale.

L'orientation optimale du miroir par rapport au faisceau incident est très dépendante de la forme du miroir. En effet, pour un miroir parabolique théorique, le faisceau incident doit être parallèle à l'axe optique du miroir. Dans notre cas, il est nécessaire d'introduire une rotation de  $0.034^\circ$  entre ces deux axes pour la caractérisation du miroir seul et de  $0.012^\circ$  pour la caractérisation de l'instrument intégré. Avec cette orientation optimisée, la qualité image au foyer du miroir primaire est optimale (figure III.39).

De même, la position du foyer est significativement impactée. Dans le repère optique, l'écart sur les coordonnées en y et z sont respectivement de l'ordre de  $500\ \mu\text{m}$  et  $1\ \text{mm}$ , si on considère le miroir réel avec sa constante réelle ou théorique. L'impact sur le télescope est une modification de la distance entre le miroir primaire et secondaire, que l'on peut optimiser à partir de ces résultats. Les tolérances de positionnement du miroir primaire par rapport au miroir secondaire étant de  $\pm 600\ \mu\text{m}$ , cette correction permet de conserver une marge maximale pour les variations de caractéristiques en conditions de vol.

A partir de cette mesure tridimensionnelle, j'ai évalué les variations de caractéristiques du miroir en température homogène. J'ai également évalué ces variations

en gradients thermiques et gravité à partir des cartes de déformées calculées sous FEMAP, par le fournisseur. L'ensemble de ces données m'a permis d'évaluer les réglages à effectuer sur le miroir primaire pour sa caractérisation ainsi que pour celle de l'instrument intégré. J'ai de plus établi les réglages à effectuer sur site de lancement en fonction des conditions d'environnement, pour obtenir un alignement optimal en vol. La plage de fonctionnement optimale, en supposant que le réglage est optimisé au sol, est de l'ordre de  $\pm 40^\circ$ . Cette plage de fonctionnement optimale est cohérente avec les variations de température attendues au plafond, pendant les observations.

Les résultats issus de la mesure 3D ont été validés par la caractérisation du miroir dans le domaine submillimétrique pour une température homogène de  $21^\circ\text{C}$  (Engel (2011b)). Ayant obtenu directement des résultats satisfaisants en position optimale estimée à partir des résultats de la mesure tridimensionnelle, le nombre de mesures angulaires a été volontairement limité à une exploration en élévation à l'azimut estimée et une exploration en azimut à élévation estimée. Une mesure complémentaire a été effectuée en azimut de façon à vérifier la répétabilité des résultats.

Trois critères ont été utilisés pour comparer les caractéristiques estimées et réelles : position du foyer, orientation du miroir et forme de la tache. Les écarts en translation et rotation, observés entre la position estimée et mesurée, n'excèdent pas  $80\ \mu\text{m}$  et  $0.003^\circ$ . Cela confirme le réglage optimal déduit des résultats de la mesure 3D ainsi que l'évaluation des incertitude associées. L'écart de sphéricité obtenue sur la meilleure tache est inférieur  $2\ \mu\text{m}$  RMS.

Le photomètre, comme le miroir primaire, est équipé de 3 billes de référence permettant de matérialiser le foyer du miroir secondaire. La méthode développée pour la caractérisation du miroir seul, pourra donc être directement réutilisée pour l'intégration et les tests de l'instrument, en ajoutant la phase d'alignement photomètre versus miroir.

La méthode développée pour extraire les caractéristiques optiques et mécaniques du miroir primaire, à partir de données tridimensionnelles a été également utilisée lors de la caractérisation des lentilles du système ré-imageur (Engel, 2011a). Ces résultats ont été intégrés dans la modélisation du système optique permettant ainsi une optimisation réaliste du système optique. Couplés aux résultats de mesures effectués par l'IAS sur le miroir secondaire, ces résultats ont permis de montrer que les performances du système après réalisation sont nominales. Les caractéristiques optiques du système après réalisation sont donc celles présentées en II.

Un article dédié aux travaux effectués sur le miroir primaire a été publié par la revue *Experimental Astronomy* (Engel et al., 2013).

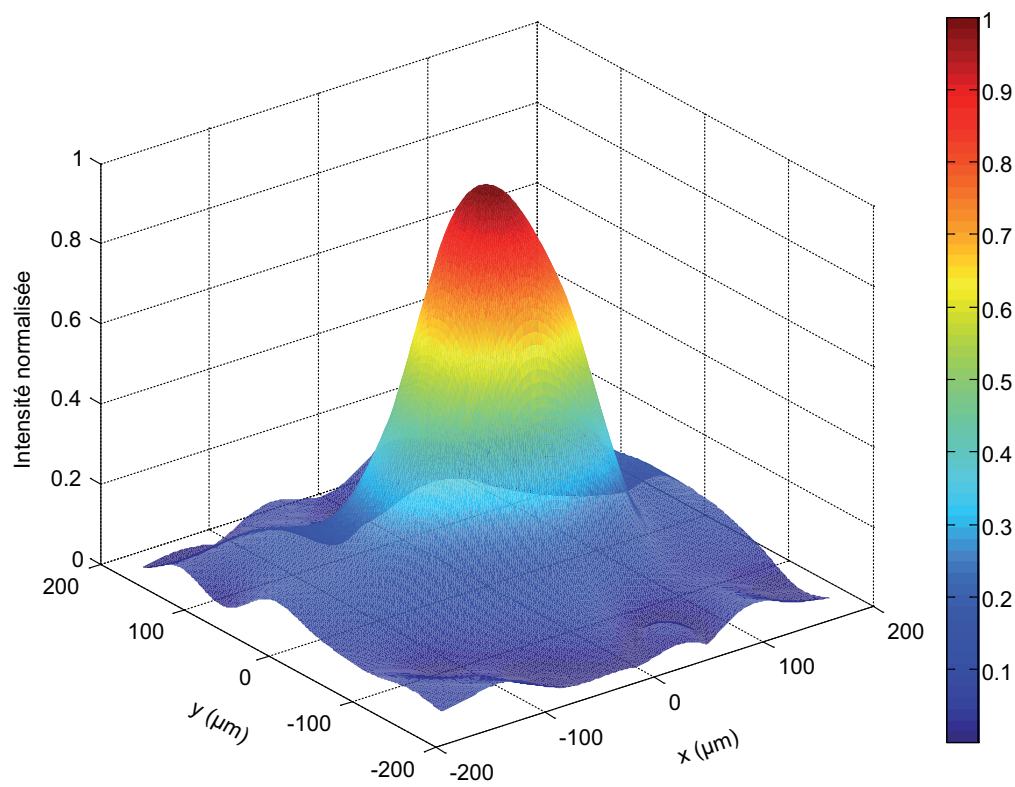


FIGURE III.39: Vue en 3D de la PSF mesurée au foyer du miroir primaire.

## ◀ CHAPITRE IV ▶

# MODÉLISATION DE LA POLARISATION INSTRUMENTALE

### Sommaire

---

<b>IV.1 Description mathématique. . . . .</b>	<b>122</b>
IV.1.1 Ellipse de polarisation . . . . .	122
IV.1.2 Représentation d'un état de polarisation . . . . .	125
IV.1.2.1 Vecteur de Jones . . . . .	125
IV.1.2.2 Paramètres de Stokes . . . . .	126
IV.1.2.3 Sphère de Poincaré . . . . .	129
IV.1.3 Matrice de transfert d'un système optique . . . . .	132
IV.1.3.1 Matrice de Jones . . . . .	132
IV.1.3.2 Matrice de Mueller . . . . .	133
IV.1.4 Conclusion . . . . .	138
<b>IV.2 Caractéristiques des composants . . . . .</b>	<b>139</b>
IV.2.1 Les coefficients de Fresnel . . . . .	139
IV.2.1.1 Définition . . . . .	139
IV.2.1.2 Ellipticité et azimut d'un état de polarisation réfléchi ou transmis par une interface . . . . .	141
IV.2.2 Les miroirs . . . . .	143
IV.2.2.1 Interface diélectrique-conducteur . . . . .	144
IV.2.2.2 Miroir avec revêtement . . . . .	147
IV.2.3 Les lentilles . . . . .	150
IV.2.3.1 Interface entre deux diélectriques transparents . . . . .	150
IV.2.3.2 Lentille avec anti-reflet . . . . .	152
IV.2.4 La lame demi-onde . . . . .	154
IV.2.4.1 Surface d'indice, déphasage entre les ondes ordinaire et extra-ordinaire . . . . .	154
IV.2.4.2 Azimut et ellipticité de l'état de polarisation transmis par la lame . . . . .	158
IV.2.5 Le polariseur et les filtres à grilles . . . . .	161
IV.2.5.1 Polariseur à grille . . . . .	161
IV.2.5.2 Filtres constitués de plusieurs grilles . . . . .	164
IV.2.6 Synthèse . . . . .	167

<b>IV.3 Propagation d'états de polarisation dans le système optique . . .</b>	<b>168</b>
IV.3.1 Rotation du plan de polarisation par une surface quadrique . . .	168
IV.3.2 Le télescope . . . . .	172
IV.3.2.1 Cas d'un état de polarisation incident linéaire, orienté suivant le plan de symétrie du miroir primaire . . . . .	172
IV.3.2.2 Cas d'un état de polarisation incident linéaire, orienté de façon quelconque . . . . .	175
IV.3.2.3 Influence des filtres et de la fenêtre d'entrée du photomètre	177
IV.3.3 Le système ré-imageur . . . . .	178
IV.3.3.1 Cas d'un état de polarisation incident linéaire, orienté suivant le plan de symétrie du miroir primaire . . . . .	178
IV.3.3.2 Cas d'un état de polarisation incident linéaire, orienté de façon quelconque . . . . .	180
IV.3.4 La lame demi-onde . . . . .	182
IV.3.4.1 Cas d'un état de polarisation incident linéaire et de l'axe optique de la lame demi-onde, orienté suivant le plan de symétrie du miroir primaire . . . . .	182
IV.3.4.2 Cas d'un état de polarisation incident linéaire, orienté de façon quelconque et de l'axe optique de la lame demi- onde orienté suivant le plan de symétrie du miroir primaire	182
IV.3.4.3 Cas d'un état de polarisation incident linéaire et de l'axe optique de la lame demi-onde, orienté de façon quelconque	184
IV.3.5 Modifications de l'état de polarisation par le système optique . .	186
IV.3.5.1 Configuration vol et sol . . . . .	187
IV.3.5.2 Variations des caractéristiques de l'état de polarisation transmis par le système en configuration vol . . . . .	187
IV.3.5.3 Variations des caractéristiques en fonction de la position de l'axe optique pour un état de polarisation incident d'orientation variable . . . . .	188
IV.3.6 Synthèse . . . . .	194
<b>IV.4 Conclusion . . . . .</b>	<b>195</b>

L'instrument PILOT est dédié à la mesure de la polarisation des poussières du milieu interstellaire, dont le taux de polarisation est de l'ordre de quelques %. Une connaissance précise des propriétés en polarisation du système optique est donc indispensable au traitement des données. Dans cet objectif, l'instrument PILOT intègre un polarimètre, incluant une lame demi-onde et un polariseur à grille (figure IV.1). La lame demi-onde est montée sur un support rotatif, ce qui permet de modifier la direction d'analyse de l'état de polarisation, effectuée par un polariseur à grille. De plus, le télescope respecte la condition dite de Mizuguchi Dragone, de façon à minimiser la polarisation instrumentale.

La détermination de la polarisation instrumentale de l'instrument PILOT est effectué au moyen de modélisation, couplée à des mesures qui seront effectuées sur l'instrument intégré. L'objectif de ce chapitre est de présenter les résultats des modélisations que j'ai effectué sur cette thématique.

Dans la première partie de ce chapitre, je présente dans un premier temps l'ellipse de polarisation et ses paramètres caractéristiques. Puis je définis les différentes représentations utilisés pour décrire cette ellipse de polarisation : vecteur de Jones, paramètres de Stokes et sphère de Poincaré. J'indique également comment sont utilisées ces représentations pour calculer la matrice de transfert d'un système optique avec les matrices de Jones et de Mueller.

Dans la deuxième partie, je présente la méthodologie de calcul utilisée pour propager un état de polarisation dans un système optique. Dans le cas des milieux isotropes, on utilise les coefficients de Fresnel pour déterminer le coefficient de réflexion et de transmission ainsi que le déphasage induit par chaque interface du système. On peut ainsi en déduire les modifications de caractéristiques de l'état de polarisation obtenu par réflexion ou transmission par une interface. Dans le cas d'un milieu anisotrope, je montre comment est calculé l'indice de réfraction en fonction de l'angle d'incidence. J'indique également les variations de caractéristiques de la lame en fonction de l'épaisseur de la lame demi-onde. Enfin je présente les principales caractéristiques des polariseur et filtres à grille.

La dernière partie du chapitre est quant à elle dédiée aux résultats obtenus par modélisation à l'aide du logiciel Zemax. Un état de polarisation linéaire, d'orientation de plan de polarisation variable est propagé dans la modélisation pour différents points du champ. J'indique après chaque composant optique quel type de modification a été induite sur l'état de polarisation mesuré. J'estime également pour chaque composant les variations de caractéristiques obtenues en fonction des incertitudes de positionnement et de caractéristiques optiques. Puis je décris les propriétés de l'état de polarisation obtenus dans le plan focal de l'instrument. J'en déduis les matrices de Mueller pour chaque point du champ.

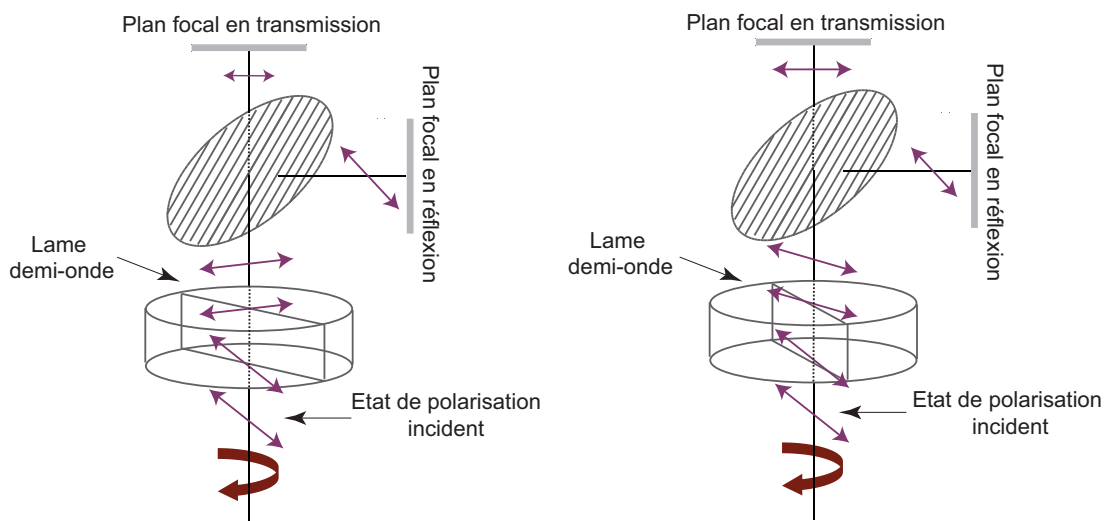


FIGURE IV.1: Représentation schématique du principe de mesure de l'instrument PILOT, reposant sur la rotation de la lame et la sélection de deux états orthogonaux par la grille séparatrice (figure précédemment utilisée en ).

## IV.1 Description mathématique

L'objet de cette partie est de définir les principales représentations mathématiques utilisées pour décrire un état de polarisation ainsi que la fonction de transfert d'un composant ou d'un système optique. Les principales références utilisées pour cette partie sont les livres de (Perez, 2004) et (Huard, 2004).

### IV.1.1 Ellipse de polarisation

On considère une onde plane monochromatique, de pulsation  $w$  se propageant dans le vide. Cette onde se caractérise par le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , le champ électrique  $\mathbf{E}$  et le champ magnétique  $\mathbf{B}$ . Les équations de Maxwell montrent que les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  sont transverses, orthogonaux et contenus dans un plan  $\pi$ , appelé plan d'onde. L'onde lumineuse se propage suivant le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  comme indiqué sur la figure IV.2.

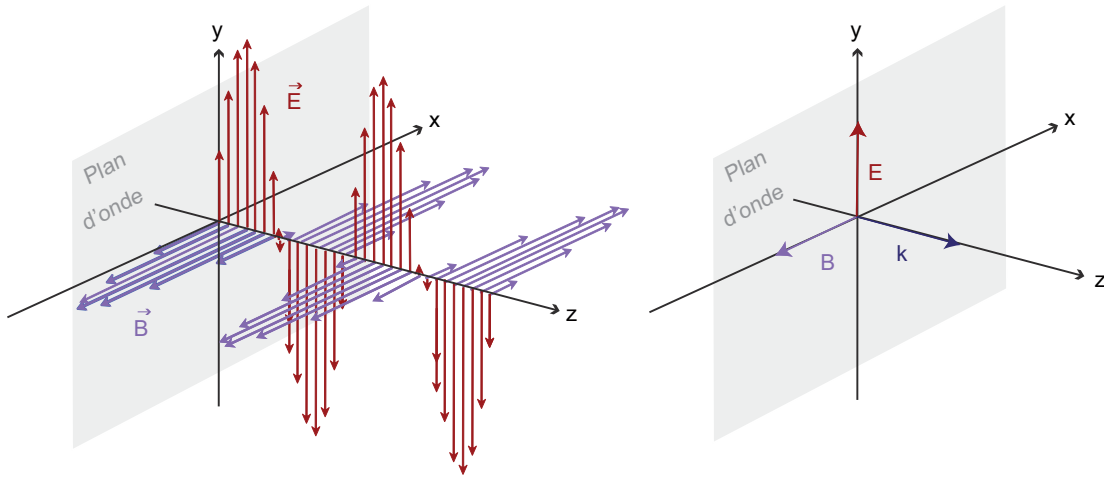


FIGURE IV.2: Propagation d'une onde plane monochromatique dans le vide.

La notation complexe du vecteur champ électrique dans le plan d'onde  $\pi$  dépend du temps  $t$  et de la fréquence angulaire  $w$  :

$$E(z, t) = E_0 \exp[-i(kz - wt)]. \quad (\text{IV.1})$$

$E_0$  est un vecteur complexe, normal au vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , défini par :

$$E_0 = A_x \exp(i\phi_x) \hat{x} + A_y \exp(i\phi_y) \hat{y}. \quad (\text{IV.2})$$

$A_x$  et  $A_y$  sont des constantes réelles et positives représentant l'amplitude de l'onde suivant la direction.  $\phi_x$  et  $\phi_y$  sont les phases définies à  $2\pi$  près de ces directions.  $x$  et  $y$  sont les vecteurs unitaires du repère Cartésien orthonormé Oxyz.

Les composantes cartésiennes réelles de ce vecteur sont ainsi définies par :

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\omega t - kz - \phi_x) \\ E_y &= A_y \cos(\omega t - kz - \phi_y). \end{aligned} \quad (\text{IV.3})$$

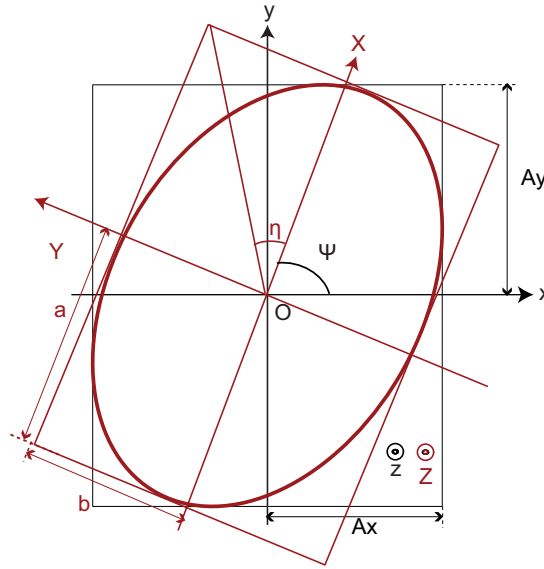


FIGURE IV.3: Paramètres de l'ellipse de polarisation.

L'extrémité du vecteur champ électrique décrit par conséquent une ellipse centrée sur l'origine du repère Oxyz, inscrite dans un rectangle de côté  $2A_x$  et  $2A_y$  (figure IV.3). En effet, dans le plan  $z = 0$ , on obtient l'équation suivante :

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} - \frac{2\cos(\phi)E_xE_y}{A_xA_y} = \sin^2\phi. \quad (\text{IV.4})$$

$\phi$  est la différence de phase entre les composantes du champ suivant les axes Ox et Oy soit :  $\phi = \phi_y - \phi_x$ .

Le signe de  $\phi$  définit le sens de rotation de l'ellipse : si  $\phi$  est positif, l'ellipse tourne dans le sens direct (resp. indirect), elle est dite gauche ou lévogyre (resp. droite ou dextrogyre). Si le déphasage  $\phi$  est égal à  $\pi/2$ , l'état de polarisation est circulaire ((figure IV.4 a)). Si le déphasage  $\phi$  est égal à  $0[\pi]$ , alors l'état de polarisation est linéaire (figure IV.4 b)). Ce dernier état de polarisation est particulièrement important car tout état de polarisation peut être décomposé en somme de deux états de polarisation linéaire.

Dans le repère OXYZ, repère propre de l'ellipse, l'équation de l'ellipse est défini par :

$$\frac{E_X^2}{a^2} + \frac{E_Y^2}{b^2} = 1. \quad (\text{IV.5})$$

a et b sont les demi-axes de l'ellipse.  $E_X$  et  $E_Y$  sont les composantes du champ dans le repère OXYZ, que l'on peut exprimer en fonction de l'angle de rotation  $\Psi$  autour de l'axe Oz entre les repères Oxyz et OXYZ (figure IV.3) :

$$\begin{aligned} E_X &= E_x \cos\Psi + E_y \sin\Psi \\ E_Y &= -E_x \sin\Psi + E_y \cos\Psi. \end{aligned} \quad (\text{IV.6})$$

La somme quadratique des amplitudes du champ est invariante quelque soit le repère, soit :  $A_x^2 + A_y^2 = a^2 + b^2$ . A partir des équations IV.4, IV.5, IV.6, on peut



donc définir l'angle de rotation  $\Psi$  du plan de polarisation dans le repère Oxyz par :

$$\tan(2\Psi) = \frac{2A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2} \cos\phi. \quad (\text{IV.7})$$

Dans le cas particulier où l'état de polarisation est linéaire, soit  $\phi = 0$ , l'équation IV.7 se simplifie et devient (figure IV.4 a)) :

$$\tan\Psi = \frac{A_y}{A_x}. \quad (\text{IV.8})$$

L'ellipticité de l'état de polarisation, est défini par le rapport entre le demi petit axe  $b$  et le demi grand axe  $a$  de l'ellipse. Elle est ainsi fonction de l'angle  $\eta$ , entre l'axe OX et la diagonale du rectangle circonscrit à l'ellipse, soit (figure IV.3) :

$$\tan\eta = \frac{b}{a}. \quad (\text{IV.9})$$

A partir des équations IV.4, IV.5, IV.6, on peut également définir l'angle  $\eta$  en fonction des amplitudes  $A_x$ ,  $A_y$  et du déphasage  $\phi$  :

$$\sin(2\eta) = \frac{2A_x A_y}{A_x^2 + A_y^2} \sin\phi. \quad (\text{IV.10})$$

Dans le repère Oxyz, l'ellipse de polarisation peut donc être entièrement définie par trois paramètres : l'amplitude  $A_x$  du champ suivant l'axe Ox, l'amplitude  $A_y$  du champ suivant l'axe Oy et le déphasage  $\phi$  entre les composantes  $E_x$  et  $E_y$  du champ. Ces trois paramètres permettent de définir l'intensité du champ  $I$  avec  $I = A_x^2 + A_y^2 = a^2 + b^2$ , l'azimut  $\Psi$  et l'ellipticité  $\tan\eta$  de l'état de polarisation. On peut également décrire l'état de polarisation par  $(I, \Psi, \eta)$  et en déduire  $(A_x, A_y, \phi)$ .

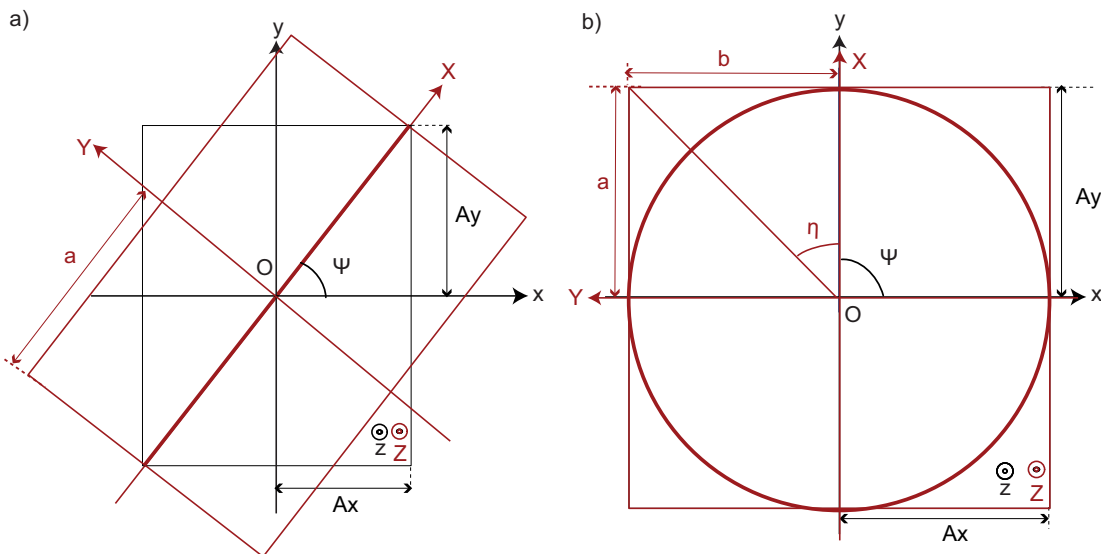


FIGURE IV.4: Etat de polarisation a) linéaire, b) circulaire.

### IV.1.2 Représentation d'un état de polarisation

Comme vu au IV.1.1, on peut évidemment représenter un état de polarisation directement à partir des composantes complexes du champ. On peut également décrire un état de polarisation à partir des triplets  $(I, Psi, \eta)$  ou  $(A_x, A_y, \psi)$ . Ces trois types de représentations sont utilisés dans les formalismes de Jones, Stokes et Poincaré que je définis dans cette partie.

#### IV.1.2.1 Vecteur de Jones

Les composantes complexes du champ électrique (eq. IV.2) sont généralement présentées sous la forme d'une matrice colonne, appelée vecteur de Jones :

$$J = \begin{pmatrix} A_x \exp(i\phi_x) \\ A_y \exp(i\phi_y) \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.11})$$

La figure IV.5 présente schématiquement quelques états particuliers de polarisation ainsi que les vecteurs de Jones associés. Le vecteur de Jones étant par définition une description du champ électrique, il ne peut pas être utilisé pour définir une lumière naturelle ou partiellement polarisée.

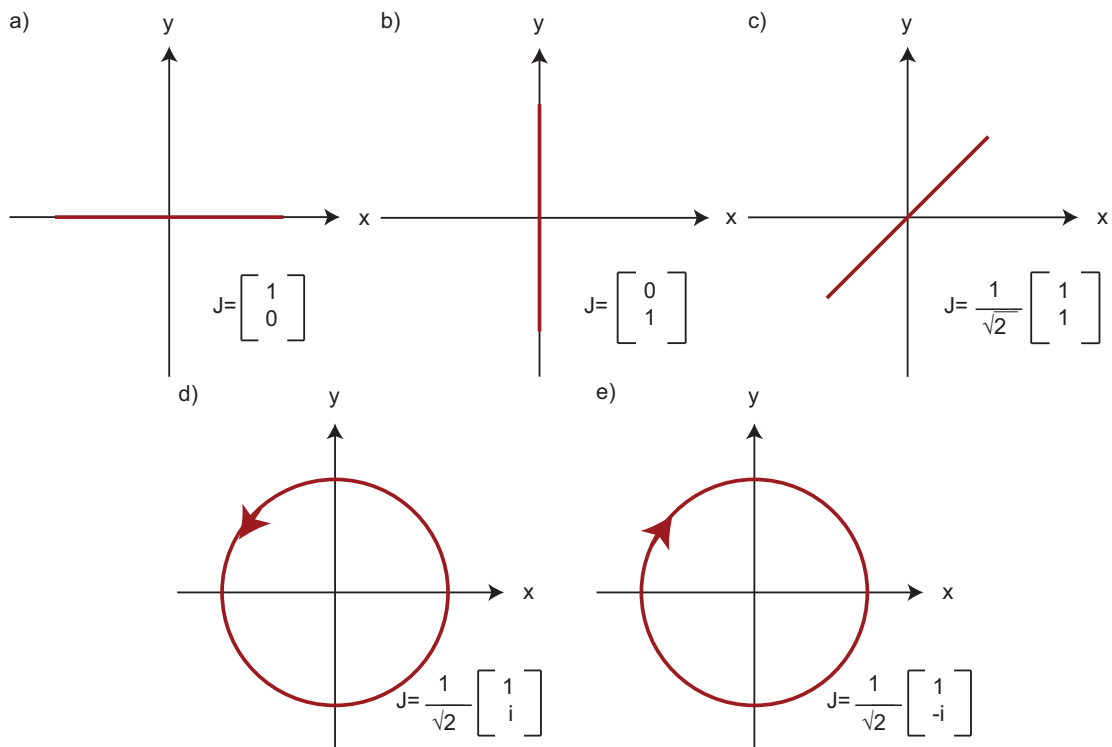


FIGURE IV.5: Représentation schématique et vecteur de Jones d'un état de polarisation a) linéaire suivant Ox, b) linéaire suivant Oy, c) linéaire incliné à  $45^\circ$ , d) circulaire gauche, e) circulaire droit.

## IV.1.2.2 Paramètres de Stokes

*Cas d'une lumière totalement polarisée*

L'intérêt majeur du formalisme de Stokes est qu'il permet de déterminer les caractéristiques de l'état de polarisation à partir d'une grandeur mesurable, l'intensité de l'onde polarisée. Les paramètres de Stokes sont en effet définis par :

$$\begin{aligned} I &= I_x + I_y & (IV.12) \\ Q &= I_x - I_y \\ U &= I_x^{45^\circ} - I_y^{45^\circ} \\ V &= I_{gauche} - I_{droite}. \end{aligned}$$

I est l'intensité totale de l'onde polarisée. Q correspond à la mesure de l'intensité transmise par un polariseur d'axe de transmission suivant les axes Ox et Oy (figure IV.6). U nécessite la mesure de l'intensité transmise par un polariseur d'axe de transmission suivant les axes  $Ox_1$  et  $Oy_1$ , le repère  $Ox_1y_1z$  étant obtenu par rotation de  $45^\circ$  autour de l'axe Oz. Enfin, le paramètre V est fonction de l'intensité mesuré après transmission par un filtre laissant passer uniquement les états de polarisation circulaire droit et gauche. La détermination des 4 paramètres de Stokes nécessite ainsi 6 mesures d'intensité :  $I_x, I_y, I_x^{45^\circ}, I_y^{45^\circ}, I_{gauche}, I_{droite}$ . Dans le cas de la caractérisation d'un état de polarisation linéaire seul les paramètres I, Q et U sont nécessaires, soit la mesure des intensités  $I_x, I_y, I_x^{45^\circ}$  et  $I_y^{45^\circ}$ .

On peut également écrire ces paramètres en fonction des amplitudes ( $A_x, A_y$ ) suivant les axes Ox et Oy et du déphasage  $\phi$  entre les composantes du champs suivant ces deux axes (figure IV.3) :

$$\begin{aligned} I &= A_x^2 + A_y^2 & (IV.13) \\ Q &= A_x^2 - A_y^2 \\ U &= 2A_xA_y\cos(\phi) \\ V &= 2A_xA_y\sin(\phi). \end{aligned}$$

En effet, si on considère la notation complexe du champ électrique d'un état de polarisation quelconque (équation IV.2), on peut écrire I sous la forme :

$$I = I_x + I_y = |E_x|^2 + |E_y|^2 = |A_x e^{i\phi}|^2 + |A_y|^2 = A_x^2 + A_y^2. \quad (IV.14)$$

De même pour Q, on a :

$$Q = I_x - I_y = |E_x|^2 - |E_y|^2 = |A_x e^{i\phi}|^2 - |A_y|^2 = A_x^2 - A_y^2. \quad (IV.15)$$

Le paramètre I est par conséquent la somme quadratique des amplitudes  $A_x$  et  $A_y$ . Le paramètre Q correspond à la différence du carré des amplitudes  $A_x$  et  $A_y$ .

Pour le paramètre U, on considère le repère  $Ox_1y_1$ , orienté à  $45^\circ$  du repère Oxyz. Cet angle de rotation est noté  $\alpha$ . En appliquant une rotation d'angle  $\alpha$  autour de l'axe Oz, aux coordonnées du champ électrique dans le repère Oxyz, on a alors :

$$\begin{aligned} E_{x1} &= E_x\cos(\alpha) + E_y\sin(\alpha) & (IV.16) \\ E_{y1} &= -E_x\sin(\alpha) + E_y\cos(\alpha). \end{aligned}$$

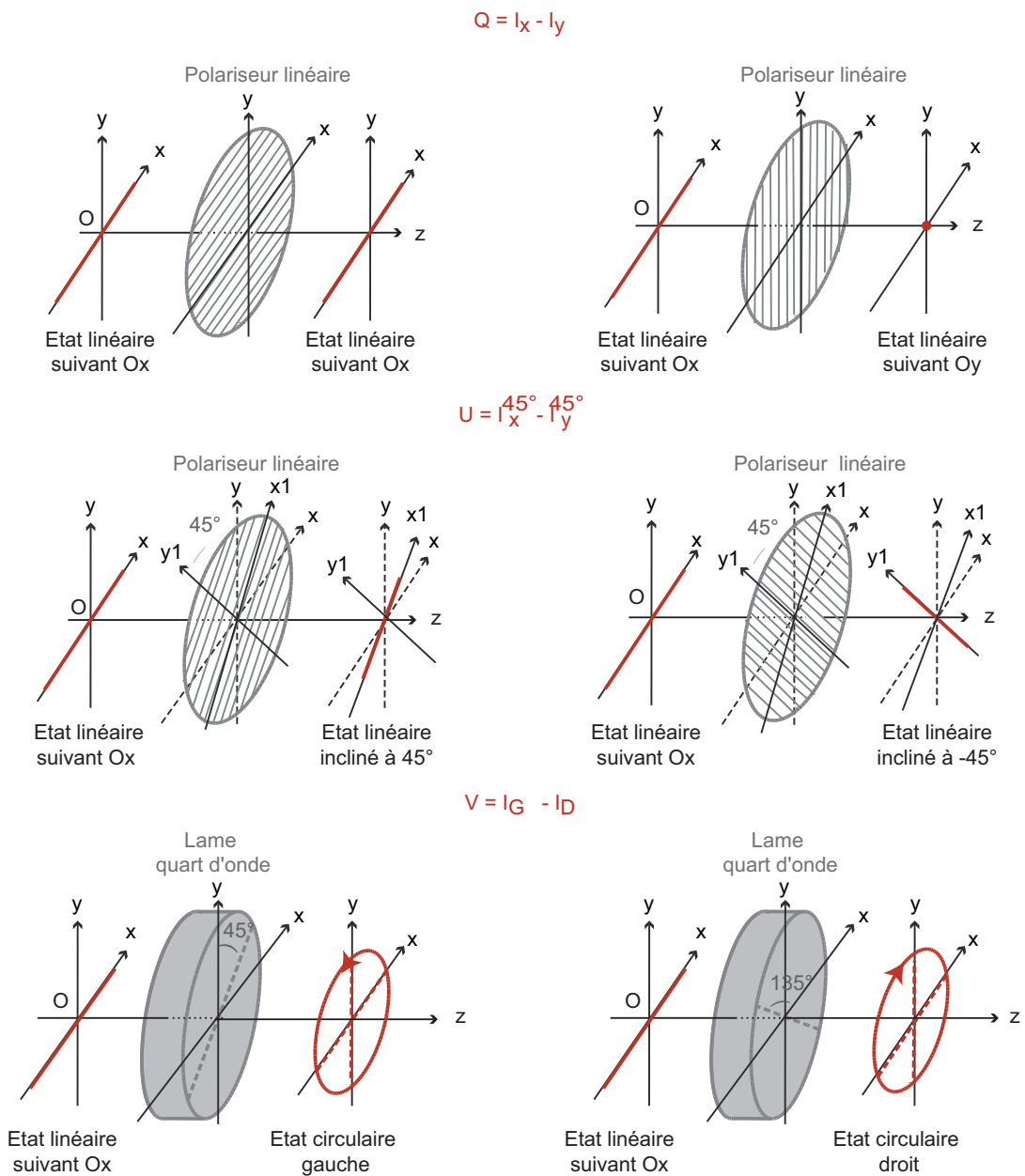


FIGURE IV.6: Exemple de montage optique permettant la détermination des paramètres Q, U et V ; cas d'un état de polarisation incident linéaire orienté suivant l'axe Ox.

Pour le calcul du paramètre U,  $\alpha = 45^\circ$ , d'où :

$$\begin{aligned}
U &= I_{x1} - I_{y1} & (IV.17) \\
&= |E_x \cos(\alpha) + E_y \sin(\alpha)|^2 - |-E_x \sin(\alpha) + E_y \cos(\alpha)|^2 \\
&= \frac{1}{2}|E_x + E_y|^2 - \frac{1}{2}|-E_x + E_y|^2 \\
&= \frac{1}{2}|A_x e^{i\phi} + A_y|^2 - \frac{1}{2}|-A_x e^{i\phi} + A_y|^2 \\
&= \frac{1}{2}(A_x^2 + 2A_x A_y \cos(\phi) + A_y^2) - \frac{1}{2}(A_x^2 - 2A_x A_y \cos(\phi) + A_y^2) \\
&= 2A_x A_y \cos(\phi).
\end{aligned}$$

Dans le cas de V, on considère les états de polarisation circulaire droite ( $E_G$ ) et gauche ( $E_D$ ), que l'on exprime en fonction de  $E_x$  et  $E_y$  :

$$\begin{aligned}
E_L &= E_x + iE_y & (IV.18) \\
E_G &= E_x - iE_y.
\end{aligned}$$

On peut alors définir le paramètre V :

$$\begin{aligned}
V &= I_G - I_L & (IV.19) \\
&= |E_x - iE_y|^2 - |E_x + iE_y|^2 \\
&= |A_x \cos(\phi) + iA_x \sin(\phi) - iA_y|^2 - |A_x \cos(\phi) + iA_x \sin(\phi) + iA_y|^2 \\
&= A_x^2 + (A_x \sin\phi - A_y)^2 - A_x^2 - (A_x \sin\phi + A_y)^2 \\
&= 2A_x A_y \sin(\phi).
\end{aligned}$$

Ainsi, I est l'intensité totale transmise par le système soit la somme quadratique des amplitudes en x et en y. Q exprime la différence du carré des amplitudes en x et en y. Les paramètres U et V permettent de déterminer le déphasage  $\phi$  de l'état de polarisation. La particularité de V est de permettre la détermination du signe du déphasage et donc le sens de rotation de l'ellipse. Les paramètres I, Q et U sont donc suffisant pour caractériser entièrement un état de polarisation linéaire.

Les paramètres de Stokes permettent de caractériser l'ellipse de polarisation par les amplitudes  $A_x$ ,  $A_y$  et le déphasage  $\phi$  entre les deux composantes du champ dans le repère Oxy. On peut donc également exprimer ces paramètres en fonction de l'angle  $\eta$  qui caractérise l'ellipticité et de l'angle  $\psi$  qui exprime la rotation du plan de polarisation (cf. IV.1.1, équations IV.7 et IV.10) :

$$\begin{aligned}
Q &= I \cos(2\eta) \cos(2\psi) & (IV.20) \\
U &= I \cos(2\eta) \sin(2\psi) \\
V &= I \sin(2\eta).
\end{aligned}$$

De fait, connaissant Q, U et V, on peut en déduire  $\psi$  et  $\eta$  :

$$\begin{aligned}
\psi &= \frac{1}{2} \operatorname{atan}\left(\frac{U}{Q}\right) & (IV.21) \\
\eta &= \frac{1}{2} \operatorname{asin}\left(\frac{V}{I}\right) = \frac{1}{2} \operatorname{acos}\left(\frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}\right).
\end{aligned}$$

*Cas d'une lumière partiellement polarisée*

Si l'onde considérée est partiellement polarisée, alors l'intensité totale  $I$  de l'onde est égale à la somme des intensités  $I_p$  et  $I_n$ , correspondant respectivement à la partie polarisée et non polarisée de l'onde :  $I = I_p + I_n$ . Dans ce cas, les paramètres de Stokes sont définis par :

$$\begin{aligned} I &= \langle I_x + I_y \rangle = \langle A_x^2 + A_y^2 \rangle \\ Q &= \langle I_x - I_y \rangle = \langle A_x^2 - A_y^2 \rangle \\ U &= \langle I_x^{45^\circ} - I_y^{45^\circ} \rangle = 2 \langle A_x A_y \cos(\phi) \rangle \\ V &= \langle I_{gauche} - I_{droite} \rangle = 2 \langle A_x A_y \sin(\phi) \rangle . \end{aligned} \quad (\text{IV.22})$$

Pour quantifier la fraction de l'onde polarisée, on définit alors le degré de polarisation  $p$ , soit :

$$p = \frac{I_p}{I_p + I_n} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} . \quad (\text{IV.23})$$

Les paramètres  $Q$ ,  $U$  et  $V$  sont fonction des caractéristiques de la partie polarisée de l'onde soit :

$$\begin{aligned} Q &= pI \cos(2\eta) \cos(2\psi) \\ U &= pI \cos(2\eta) \sin(2\psi) \\ V &= pI \sin(2\eta) \end{aligned} \quad (\text{IV.24})$$

Si  $p = 1$ , alors l'onde est totalement polarisée. Au contraire, si  $p = 0$ , la lumière est dite naturelle. Dans tous les autres cas, la lumière est partiellement polarisée.

*IV.1.2.3 Sphère de Poincaré*

La sphère de Poincaré est une méthode classique de représentation des états de polarisation (figure IV.7 a)). Chaque point de cette sphère correspond à un état de polarisation unique, dont les coordonnées sont définis par les paramètres de Stokes  $Q$ ,  $U$  et  $V$  (eq. IV.20).

L'orientation du plan de polarisation  $\psi$  de l'ellipse et l'angle  $\eta$  sont également appelés respectivement azimuth et élévation, en référence à cette représentation (figure IV.7 b)). Le rayon de la sphère est égal à l'intensité  $I$  de l'onde. Tout plan de la sphère de Poincaré, pour lequel l'élévation est constante, correspond à l'ensemble des états de polarisation d'égalité ellipticité (figure IV.7 a)). De même, tout plan, pour lequel l'azimut est constant, correspond à l'ensemble des états de polarisation d'égalité orientation du plan de polarisation.

Les états de polarisation linéaires sont situés sur le plan équatorial de la sphère de Poincaré. Les états circulaires gauche et droit sont situés respectivement aux pôles Nord et Sud de la sphère. Plus généralement, l'hémisphère Nord de la sphère correspond aux états elliptiques gauches, ceux de l'hémisphère Sud aux états elliptiques droits.

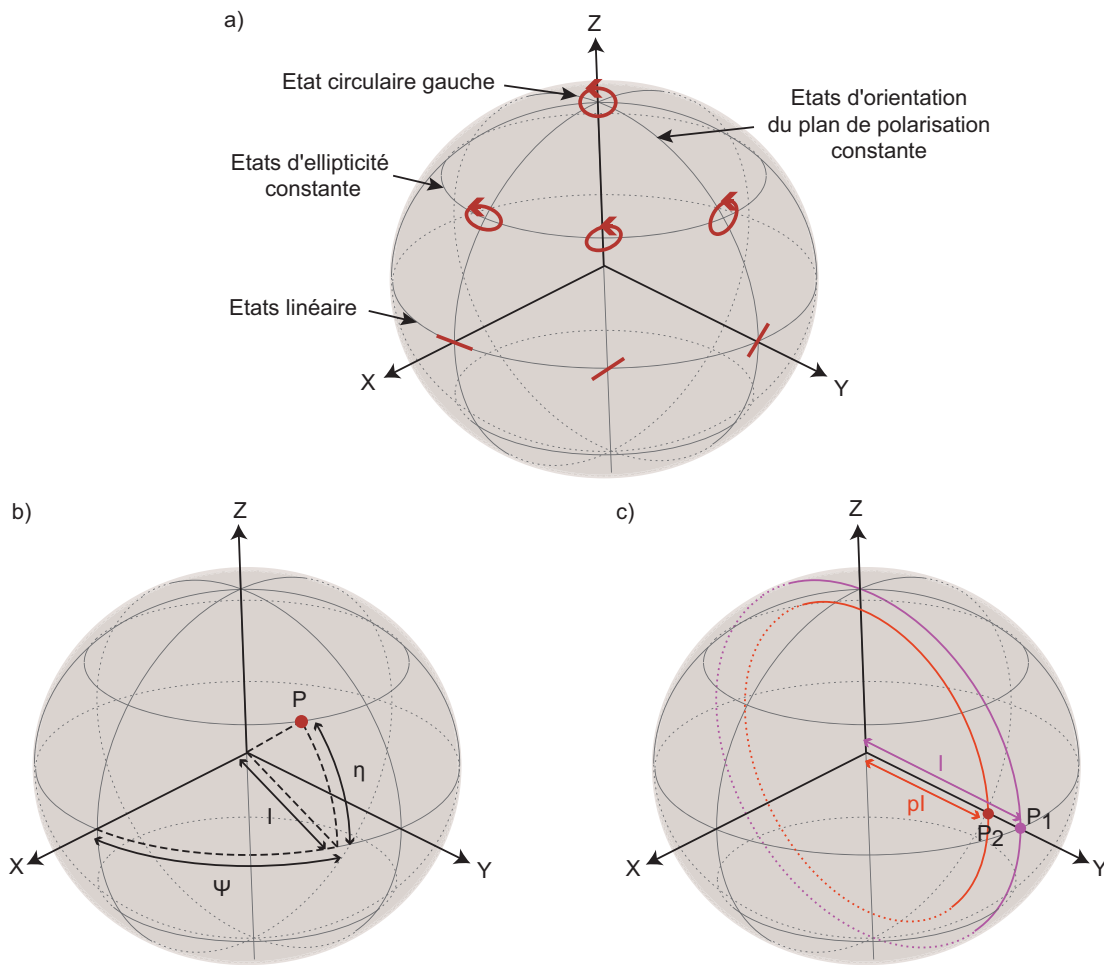


FIGURE IV.7: a) Représentation de quelques états de polarisation sur la sphère de Poincaré; b) Paramètres caractéristiques d'un état de polarisation quelconque; c) Variation du diamètre de la sphère en fonction du degré de polarisation.

Si l'onde considérée est partiellement polarisée, alors le point de la sphère de Poincaré représentant l'état de polarisation de la partie polarisée de l'onde est situé sur une sphère de rayon  $pI$  (figure IV.7 c)) et ces coordonnées sont définies par l'équation IV.24. Une onde non polarisée sera donc représentée par un point situé au centre de la sphère.

La sphère de Poincaré peut être utilisée pour représenter graphiquement les modifications de l'état de polarisation induite par un système optique. La figure IV.8 présente 3 cas classiques de montages optiques et la représentation associée sur la sphère de Poincaré :

- en a), l'état de polarisation incident est elliptique gauche avec un azimut nul. Un polariseur à grille, d'axe de transmission orienté horizontal sélectionne la composante suivant l'axe Ox de l'état incident.
- en b), l'état de polarisation incident est linéaire horizontal. Après transmission par une lame quart d'onde, d'axe optique incliné à  $45^\circ$ , l'état de polarisation est circulaire gauche.
- en c), le système optique considéré est constitué du polariseur à grille du cas a) et de la lame quart d'onde du cas b).

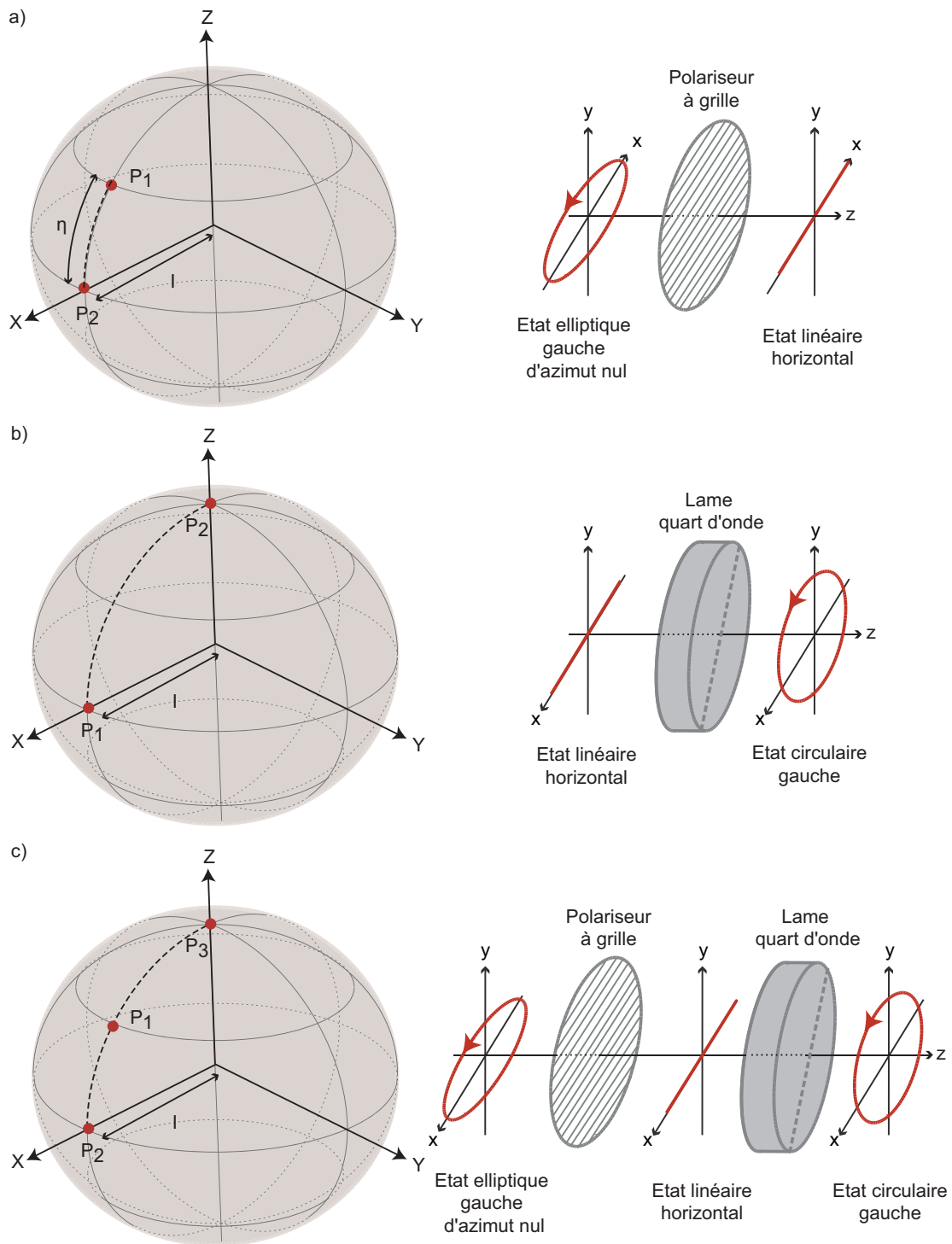


FIGURE IV.8: Représentation par la sphère de Poincaré de la modification induite par un système optique sur un état de polarisation : Analyse a) d'un état de polarisation elliptique gauche par un polariseur d'axe de transmission suivant  $Ox$ , b) d'un état de polarisation linéaire horizontal par une lame quart d'onde, c) d'un état de polarisation elliptique gauche par un polariseur d'axe de transmission suivant  $Ox$  et une lame quart d'onde.



Plus généralement, si après transmission dans un système optique, le point représentant l'état de polarisation a effectué une rotation autour de l'axe OX ou de l'axe OY, alors le système introduit un déphasage entre les composantes du champ incident. Si la rotation s'effectue autour de l'axe OZ, alors le système a tendance à faire tourner le plan de polarisation de l'ellipse.

### IV.1.3 Matrice de transfert d'un système optique

Un état de polarisation peut être entièrement défini par une matrice colonne, comme vu dans le cas du vecteur de Jones et de Stokes (cf. IV.1.2.1, IV.1.2.2). La modification d'un état de polarisation par un composant ou un système optique peut donc également être représentée sous forme matricielle. Si le formalisme utilisé pour décrire l'état de polarisation incident est celui de Jones, la matrice de transfert du système est appelée matrice de Jones. Dans le cas de l'utilisation des paramètres de Stokes, cette matrice est appelée matrice de Mueller.

#### IV.1.3.1 Matrice de Jones

On considère un faisceau incident polarisé représenté par le vecteur de Jones  $J_i$ . Après transmission ou réflexion par un composant optique, l'état de polarisation est décrit par le vecteur de Jones  $J_t$ . On peut alors écrire :

$$J_t = AJ_i. \quad (\text{IV.25})$$

A est la matrice de Jones du système optique considéré, avec :

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.26})$$

La figure IV.9 présente par exemple, le schéma optique d'un état de polarisation circulaire droit, analysé avec un polariseur linéaire d'axe de transmission suivant l'axe Ox, et la représentation équivalente suivant le formalisme matriciel de Jones. L'état de polarisation incident et transmis  $J_i$  et  $J_t$  sont dans ce cas définis par :

$$J_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad (\text{IV.27})$$

$$J_t = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.28})$$

On peut en déduire la matrice de Jones du polariseur linéaire d'axe de transmission suivant Ox :

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.29})$$

Si le système considéré ne modifie pas l'état de polarisation alors  $J_i = J_t$  et A est la matrice identité.

Cette représentation peut être utilisée dans le cadre de modélisation de composant optique. Elle ne permet cependant pas de prendre en compte d'éventuel effet polarisant ou dépolarisant d'un système optique.

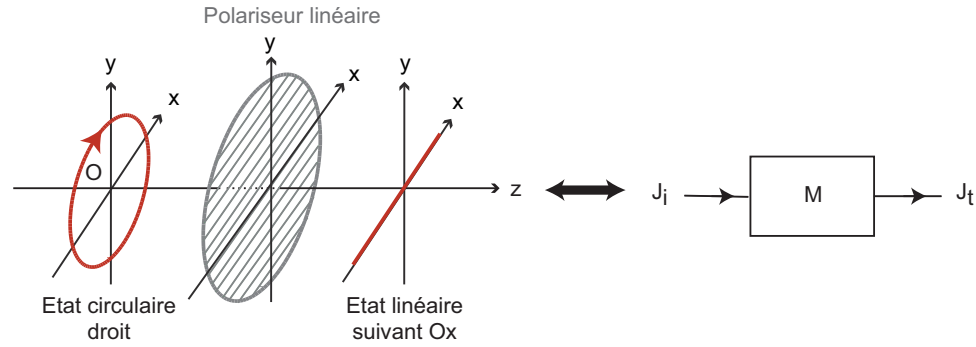


FIGURE IV.9: Représentation schématique de l'analyse d'un état de polarisation circulaire droit par un polariseur linéaire d'axe de transmission suivant l'axe Ox et représentation équivalente par le formalisme de Jones.

#### IV.1.3.2 Matrice de Mueller

##### Définition

La matrice de Mueller exprime la relation entre les paramètres de Stokes en entrée et en sortie d'un système optique. Si on appelle  $I_{in}$ ,  $Q_{in}$ ,  $U_{in}$ ,  $V_{in}$  les paramètres de Stokes de l'état de polarisation en entrée du système et  $I_{out}$ ,  $Q_{out}$ ,  $U_{out}$ ,  $V_{out}$  les paramètres de Stokes de l'état de polarisation en sortie du système, on a alors :

$$\begin{pmatrix} I_{out} \\ Q_{out} \\ U_{out} \\ V_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{in} \\ Q_{in} \\ U_{in} \\ V_{in} \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.30})$$

L'analyse d'au moins 4 états de polarisation est nécessaire pour résoudre le système (figure IV.10). On prend ici un état polarisé linéaire suivant x ( $I_1$ ,  $Q_1$ ,  $U_1$ ,  $V_1$ ), un état polarisé linéaire suivant y ( $I_2$ ,  $Q_2$ ,  $U_2$ ,  $V_2$ ), un état polarisé linéaire à  $45^\circ$  ( $I_3$ ,  $Q_3$ ,  $U_3$ ,  $V_3$ ), un état polarisé circulaire gauche ( $I_4$ ,  $Q_4$ ,  $U_4$ ,  $V_4$ ). On a alors :

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ Q_1 \\ U_1 \\ V_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} + m_{12} \\ m_{21} + m_{22} \\ m_{31} + m_{32} \\ m_{41} + m_{42} \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.31})$$

$$\begin{pmatrix} I_2 \\ Q_2 \\ U_2 \\ V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} - m_{12} \\ m_{21} - m_{22} \\ m_{31} - m_{32} \\ m_{41} - m_{42} \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.32})$$

$$\begin{pmatrix} I_3 \\ Q_3 \\ U_3 \\ V_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} + m_{13} \\ m_{21} + m_{23} \\ m_{31} + m_{33} \\ m_{41} + m_{43} \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.33})$$

$$\begin{pmatrix} I_4 \\ Q_4 \\ U_4 \\ V_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} - m_{14} \\ m_{21} - m_{24} \\ m_{31} - m_{34} \\ m_{41} - m_{44} \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.34})$$

On peut alors calculer les coefficients de la matrice de Mueller  $M$  et l'écrire sous la forme :

$$M = \begin{pmatrix} \frac{I_1+I_2}{2} & \frac{I_1-I_2}{2} & I_3 - \frac{I_1+I_2}{2} & -I_4 + \frac{I_1+I_2}{2} \\ \frac{Q_1+Q_2}{2} & \frac{Q_1-Q_2}{2} & Q_3 - \frac{Q_1+Q_2}{2} & -Q_4 + \frac{Q_1+Q_2}{2} \\ \frac{U_1+U_2}{2} & \frac{U_1-U_2}{2} & U_3 - \frac{U_1+U_2}{2} & -U_4 + \frac{U_1+U_2}{2} \\ \frac{V_1+V_2}{2} & \frac{V_1-V_2}{2} & V_3 - \frac{V_1+V_2}{2} & -V_4 + \frac{V_1+V_2}{2} \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.35})$$

Pour un système qui ne modifie pas l'état de polarisation, c'est à dire pour lequel les paramètres de Stokes en entrée du système  $I_{in}, Q_{in}, U_{in}, V_{in}$  sont égaux aux paramètres de Stokes en sortie du système et  $I_{out}, Q_{out}, U_{out}, V_{out}$ , la matrice de Mueller est la matrice identité. La matrice de Mueller d'un système réel, permet donc de quantifier les modifications de l'état de polarisation induite par le système optique par l'écart à la matrice identité.

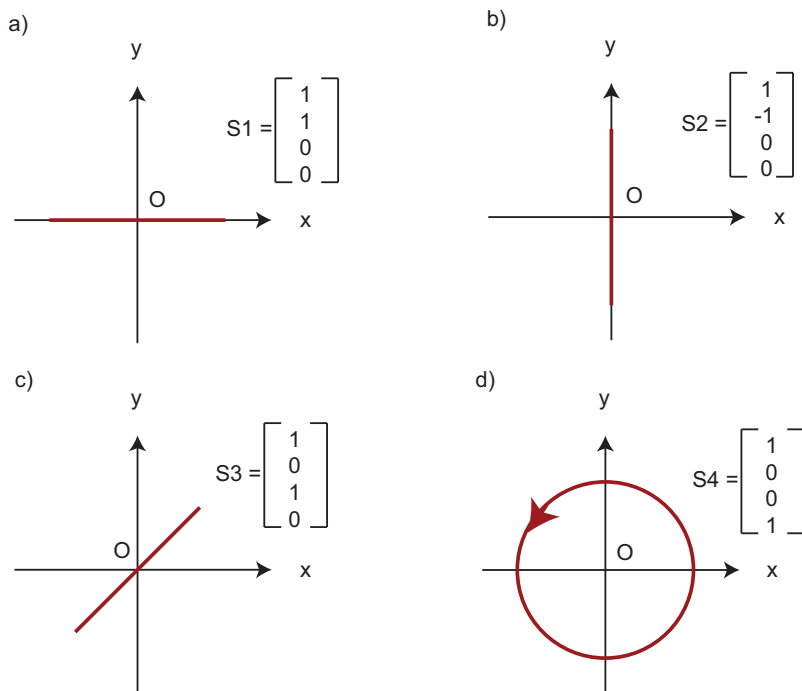


FIGURE IV.10: Représentation schématique et vecteur de Stokes des états de polarisation incident nécessaire à la détermination de la matrice de Mueller d'un système optique.

#### *Application à un polarimètre*

On considère un polarimètre, constitué d'un analyseur et d'un polariseur, éclairé par un faisceau monochromatique collimaté. Les faces d'entrée et de sortie de ces composants sont supposés perpendiculaires à la direction de propagation du faisceau (figure IV.11 a)). Le faisceau incident est de plus supposé totalement polarisé, avec une orientation du plan de polarisation connu. L'analyseur est une lame demi-onde, d'axe optique suivant  $x$ , que l'on peut décrire par la matrice de

Mueller  $L_{\lambda/2}$  :

$$L_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.36})$$

Le polariseur a son axe de transmission suivant x, soit :

$$P_x = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.37})$$

La lame demi-onde fait tourner l'état de polarisation d'un angle  $2\theta$ ,  $\theta$  étant l'orientation de l'état de polarisation incident. L'état de polarisation en sortie de la lame est donc le symétrique de l'état incident par rapport à l'axe Ox. La matrice de Mueller de ce système parfait est par conséquent un polariseur d'axe de transmission suivant x, soit  $M = L_{\lambda/2}P_x = P_x$  (figure IV.11 b)).

On va maintenant supposer que l'axe de transmission du polariseur et l'axe optique de la lame demi-onde ne sont pas colinéaires avec l'axe x. On note respectivement  $\alpha$  et  $\beta$  leurs angles d'inclinaison (figure IV.11 c)). On peut calculer la matrice de Mueller  $P'$ , d'un composant de matrice de Mueller  $P$  qui tourne autour de l'axe z d'un angle  $\alpha$ , à l'aide de la matrice de rotation  $R_\alpha$  :

$$P' = R_\alpha P R_{-\alpha}, \quad (\text{IV.38})$$

avec :

$$R_\alpha = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) & 0 \\ 0 & \sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.39})$$

La matrice de Mueller d'une lame demi-onde dont l'axe optique est incliné de  $\alpha$  est ainsi :

$$L'_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\alpha) & -\sin(2\alpha) & 0 \\ 0 & \sin(2\alpha) & \cos(2\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.40})$$

On obtient une matrice de rotation d'un angle  $2\alpha$ , qui est effectivement le résultat attendu pour une lame demi-onde.

De même, pour le polariseur, avec un angle  $\beta$  de transmission, on a :

$$P'_x = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos(2\beta) & \sin(2\beta) & 0 \\ \cos(2\beta) & \cos(2\beta)^2 & \cos(2\beta)\sin(2\beta) & 0 \\ \sin(2\beta) & \cos(2\beta)\sin(2\beta) & \sin(2\beta)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.41})$$

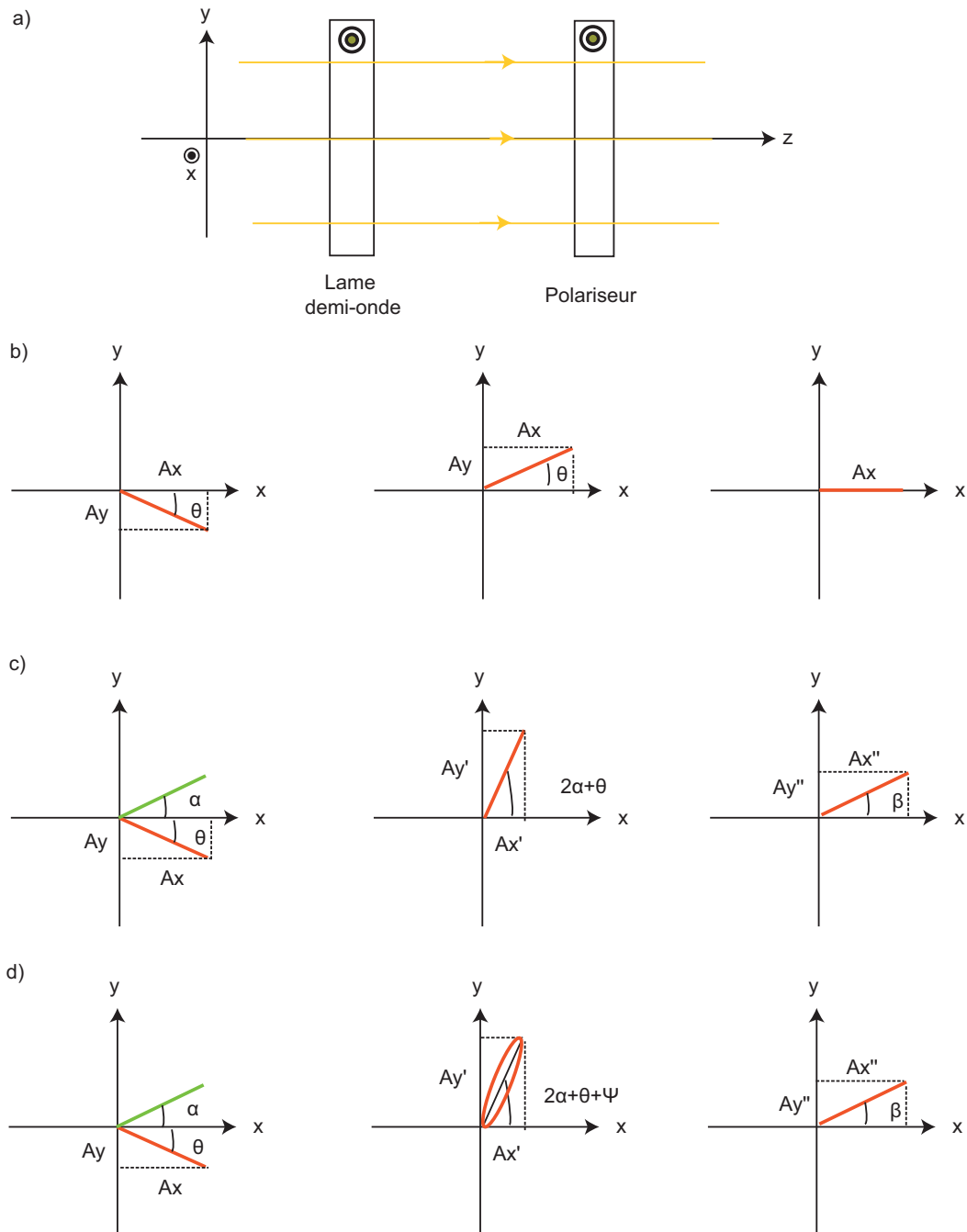


FIGURE IV.11: a) Représentation schématique du système optique considéré ; b), c) et d) représentation des états de polarisation avant la lame, après la lame et après le polariseur dans le cas b) d'un système parfait, c) où l'axe optique de la lame est incliné de  $\alpha$  et l'axe de transmission du polariseur de  $\beta$ , d) d'un déphaseur dont l'axe optique est incliné de  $\alpha$  et l'axe de transmission du polariseur de  $\beta$ ,  $\psi$  est la rotation du plan de polarisation induite par le déphasage.

La matrice de Mueller du système optique est alors  $M = L'_{\lambda/2} P'_x$  :

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & c_\beta & s_\beta & 0 \\ c_\alpha c_\beta - s_\alpha s_\beta & c_\alpha c_\beta^2 - s_\alpha s_\beta c_\beta & c_\alpha c_\beta s_\beta - s_\alpha s_\beta^2 & 0 \\ s_\alpha c_\beta + c_\alpha s_\beta & s_\alpha c_\beta^2 + c_\alpha s_\beta c_\beta & s_\alpha c_\beta s_\beta + c_\alpha s_\beta^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.42})$$

avec  $c_\alpha = \cos(2\alpha)$ ,  $s_\alpha = \sin(2\alpha)$ ,  $c_\beta = \cos(2\beta)$  et  $s_\beta = \sin(2\beta)$ .

Les termes B et C de la matrice de Mueller obtenue sur ce système sont directement reliés à l'angle  $\beta$  de transmission du polariseur. Les autres termes sont des termes croisés entre l'axe de transmission  $\beta$  du polariseur et l'inclinaison de l'axe optique  $\alpha$  de la lame demi-onde.

On peut également supposer que le déphasage  $\phi$  de la lame demi-onde n'est pas égal à  $\pi$ . Pour cela, on considère un déphaseur, de déphasage  $\phi$  quelconque. Sa matrice de Mueller est :

$$D = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\phi) & \sin(\phi) \\ 0 & 0 & -\sin(\phi) & \cos(\phi) \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.43})$$

Si  $\phi = \pi$ , alors on retrouve l'équation IV.40 de la lame demi-onde. Si  $\phi = 0$ , on obtient la matrice identité.

Si de plus le déphaseur est incliné d'un angle  $\alpha$  alors on a :

$$D' = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c(\alpha)^2 - s(\alpha)^2 c(\phi) & s(\alpha) c(\alpha) (c(\phi) - 1) & 0 \\ 0 & -s(\alpha) c(\alpha) (c(\phi) - 1) & s(\alpha)^2 - c(\alpha)^2 c(\phi) & s(\phi) \\ 0 & -s(\phi) s(\alpha) & -s(\phi) c(\alpha) & c(\phi) \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.44})$$

avec  $c_\alpha = \cos(\alpha)$ ,  $s_\alpha = \sin(\alpha)$ ,  $c_\beta = \cos(\beta)$ ,  $s_\beta = \sin(\beta)$ ,  $c_\phi = \cos(\phi)$  et  $s_\phi = \sin(\phi)$ .

Si  $\phi$  est égal à  $\pi$ , la matrice D' est celle d'une lame demi-onde incliné d'un angle  $\alpha$  soit l'équation IV.40. Au contraire si  $\alpha = 0$ , on retrouve la matrice du déphaseur soit l'équation IV.43.

Ainsi la matrice de Mueller d'un polarimètre constitué d'un polariseur dont l'axe de transmission est incliné de  $\beta$  et d'une lame induisant un déphasage  $\phi$  dont l'axe optique est incliné de  $\alpha$  est  $M' = D' P'_x$ , soit (figure IV.11 d)) :

$$M' = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & c_\beta & s_\beta & 0 \\ c_\beta(c_\alpha^2 - s_\alpha^2 c_\phi) & c_\beta^2(c_\alpha^2 - s_\alpha^2 c_\phi) & c_\beta s_\beta(c_\alpha^2 - s_\alpha^2 c_\phi) & 0 \\ +s_\beta s_\alpha c_\alpha (c_\phi - 1) & +c_\beta s_\beta s_\alpha c_\alpha (c_\phi - 1) & +s_\beta^2 s_\alpha c_\alpha (c_\phi - 1) & 0 \\ c_\beta s_\alpha c_\alpha (1 - c_\phi) & c_\beta^2 s_\alpha c_\alpha (1 - c_\phi) & c_\beta s_\beta s_\alpha c_\alpha (1 - c_\phi) & 0 \\ +s_\beta(s_\alpha^2 - c_\alpha^2 c_\phi) & +c_\beta s_\beta(s_\alpha^2 - c_\alpha^2 c_\phi) & +s_\beta^2(s_\alpha^2 - c_\alpha^2 c_\phi) & 0 \\ -c_\beta s_\alpha s_\phi - s_\beta c_\alpha s_\phi & -c_\beta^2 s_\alpha s_\phi - c_\beta s_\beta c_\alpha s_\phi & -c_\beta s_\beta s_\alpha s_\phi - s_\beta^2 c_\alpha s_\phi & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.45})$$

avec  $c_\alpha = \cos(2\alpha)$ ,  $s_\alpha = \sin(2\alpha)$ ,  $c_\beta = \cos(2\beta)$ ,  $s_\beta = \sin(2\beta)$ ,  $c_\phi = \cos(\phi)$  et  $s_\phi = \sin(\phi)$ .

L'angle  $\psi$  indiqué sur la figure IV.11 d), est la rotation du plan de polarisation induit par le déphasage  $\phi$  et est inclut dans la matrice comme une fonction de  $\phi$  et n'apparaît donc pas dans l'équation IV.45 (cf. IV.1.2.2).

Comme pour la matrice M1, les termes B et C de la matrice de Mueller sont directement reliés à l'angle  $\beta$  de transmission du polariseur. Les autres termes sont des termes croisés entre l'axe de transmission  $\beta$  du polariseur, l'inclinaison de l'axe optique  $\alpha$  du déphaseur et le déphasage  $\phi$  induit par le déphaseur.

Ce calcul, effectué sur un système simple, montre la complexité de la matrice de Mueller. En effet, seul trois paramètres ont ici été pris en compte : le déphasage  $\phi$  de la lame, l'orientation  $\alpha$  de son axe optique et l'orientation  $\beta$  de l'axe de transmission du polariseur.

#### IV.1.4 Conclusion

L'extrémité du vecteur champ électrique décrit, au cours du temps, une ellipse dans le plan d'onde. Les paramètres de cette ellipse permettent de décrire tout état de polarisation :

- l'orientation du grand axe de l'ellipse dans le repère d'observation définit l'orientation du plan de polarisation
- l'ellipticité est fonction du type d'état de polarisation (linéaire, circulaire, elliptique)
- les demi-axes de l'ellipse indiquent l'amplitude du champ électrique dans le repère propre de l'ellipse, la somme quadratique de ces amplitudes est égale à l'intensité de l'onde polarisée

On peut également décrire un état de polarisation à partir des composantes complexes du champ électrique, présentées sous la forme d'une matrice colonne appelée vecteur de Jones. Ce formalisme ne peut cependant être utilisée que dans le cas d'une lumière totalement polarisée.

Les paramètres de Stokes, contrairement au vecteur de Jones, sont adaptés à l'étude de système optique utilisé en lumière partiellement polarisée. De plus ils permettent de déterminer les paramètres caractéristiques de l'ellipse de polarisation à partir d'une grandeur mesurable, l'intensité de l'onde. Connaissant les paramètres de Stokes, on peut représenter graphiquement sur la sphère de Poincaré tout état de polarisation. Cette méthode de représentation peut donc être utilisée pour suivre les modifications induites par un système optique sur un état de polarisation incident.

Le formalisme de Jones permet également de définir la matrice de transfert d'un composant ou d'un système optique à partir des vecteurs de Jones incident et transmis par ce système. De même, on peut définir la matrice de Mueller du système à partir des vecteurs de Stokes.

## IV.2 Caractéristiques des composants

Je présente dans cette partie les outils mathématiques, ainsi que les caractéristiques des matériaux, permettant d'estimer l'impact de chaque interface dans le système optique PILOT sur un état de polarisation. Pour chaque type d'interface, j'indique les principaux résultats obtenus par calcul analytique.

### IV.2.1 Les coefficients de Fresnel

#### IV.2.1.1 Définition

Les coefficients de Fresnel permettent d'exprimer l'amplitude du champ en réflexion et en transmission, en fonction de l'amplitude du champ incident et de l'indice de réfraction du dioptré (Born and Wolf (1959), Bruhat (1935)). Ils sont obtenus en considérant la relation de Snell Descartes et la conservation du champ à l'interface.

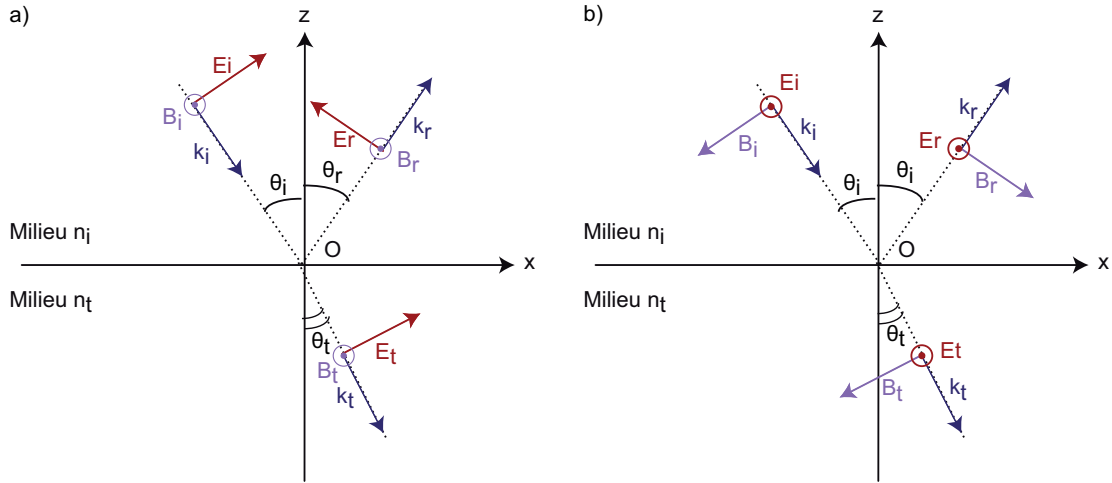


FIGURE IV.12: Représentation schématique de la propagation du champ électrique et magnétique à l'interface d'un dioptré plan, dans les cas où le champ électrique est a) parallèle, b) perpendiculaire au plan d'incidence.

Dans le cas où le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence, les coefficients de Fresnel en amplitude  $r_{\perp}$  et  $t_{\perp}$ , respectivement obtenu en réflexion et en transmission, s'écrivent (figure IV.12 b)) :

$$r_{\perp} = \left( \frac{E_r}{E_i} \right)_{\perp} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (\text{IV.46})$$

$$t_{\perp} = \left( \frac{E_t}{E_i} \right)_{\perp} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t},$$

avec  $E_i$ ,  $E_r$  et  $E_t$  les champs électriques incident, réfléchi et transmis.



Si le champ électrique est parallèle au plan d'incidence, les coefficients de Fresnel sont notés  $r_{\parallel}$  et  $t_{\parallel}$  (figure IV.12 a)). On a alors :

$$\begin{aligned} r_{\parallel} &= \left( \frac{E_r}{E_i} \right)_{\parallel} = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_t \cos \theta_i + n_i \cos \theta_t} \\ t_{\parallel} &= \left( \frac{E_t}{E_i} \right)_{\parallel} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i}. \end{aligned} \quad (\text{IV.47})$$

Ces coefficients peuvent également s'écrire directement en fonction des angle d'incidence  $\theta_i$  et de transmission  $\theta_t$ , soit pour le cas parallèle :

$$\begin{aligned} r_{\parallel} &= \frac{\tan(\theta_t - \theta_i)}{\tan(\theta_t + \theta_i)} \\ t_{\parallel} &= \frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_i}{\sin(\theta_t + \theta_i) \cos(\theta_t - \theta_i)} \end{aligned} \quad (\text{IV.48})$$

, et pour le cas perpendiculaire :

$$\begin{aligned} r_{\perp} &= -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \\ t_{\perp} &= \frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_t)}. \end{aligned} \quad (\text{IV.49})$$

Les termes coefficients de réflexion et de transmission d'une surface sont souvent utilisés pour désigner les coefficients de Fresnel en énergie R et T. La somme de ces coefficients est égale à 1 car il y a conservation de l'énergie à l'interface :  $R + T = 1$ . Le coefficient de réflexion en énergie est égal au carré du module du coefficient de réflexion en amplitude, car les deux ondes se propagent dans le même milieu :

$$R = |r|^2, \quad (\text{IV.50})$$

avec  $R = R_{\perp}$ ,  $r = r_{\perp}$  dans le cas perpendiculaire et  $R = R_{\parallel}$ ,  $r = r_{\parallel}$  dans le cas parallèle.

Connaissant R, on en déduit T, qui est donc égal à  $T = 1 - R$ . Le coefficient de transmission T en énergie n'est pas directement égal au carré du module du coefficient de transmission en amplitude, ce qui traduit la différence de vitesse de propagation entre les deux milieux :

$$T = 1 - R = |t|^2 \frac{n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i}, \quad (\text{IV.51})$$

avec  $T = T_{\perp}$ ,  $t = t_{\perp}$  dans le cas perpendiculaire et  $T = T_{\parallel}$ ,  $t = t_{\parallel}$  dans le cas parallèle.

En incidence normale, les coefficients de transmission en amplitude  $t_{\parallel}$  et  $t_{\perp}$  sont égaux, on a alors :  $T = T_{\perp} = T_{\parallel}$ . Il en est de même pour les coefficients de réflexion en amplitude  $r_{\parallel}$  et  $r_{\perp}$ , soit :  $R = R_{\perp} = R_{\parallel}$ . Dans ce cas, les coefficients R

et  $T$  sont définis par :

$$R = \frac{(n_i - n_t)^2}{(n_i + n_t)^2} \quad (\text{IV.52})$$

$$T = \frac{4n_i n_t}{(n_i + n_t)^2}.$$

Le module des coefficients en amplitude, de transmission et de réflexion, permet ainsi de définir les coefficients en énergie de réflexion et de transmission. Le déphasage  $\phi$  induit entre les composantes parallèle et perpendiculaire par transmission ou réflexion est lui égal à la différence des argument des coefficients en amplitude :

$$\phi_r = \arg(r_{\parallel}) - \arg(r_{\perp}) \quad (\text{IV.53})$$

$$\phi_t = \arg(t_{\parallel}) - \arg(t_{\perp}).$$

L'indice de réfraction est un nombre réel si le milieu est diélectrique transparent. Si le milieu est absorbant, soit dans le cas des métaux, alors l'indice est un nombre complexe que l'on note  $\tilde{n}$  :

$$\tilde{n} = n + ik. \quad (\text{IV.54})$$

$n$  est l'indice de réfraction, comme pour un milieu diélectrique transparent. Le paramètre  $k$  est lié à la conductivité du métal et est appelé coefficient d'extinction. On peut utiliser les équations présentées ci-dessus dans le cas des métaux, mais en considérant la partie complexe de l'indice du métal. L'indice réel  $n$  sera donc remplacé dans ce cas par l'indice complexe  $\tilde{n}$ .

#### IV.2.1.2 Ellipticité et azimuth d'un état de polarisation réfléchi ou transmis par une interface

Tout état de polarisation peut être décomposé en somme de deux états de polarisation linéaire. Les cas parallèle et perpendiculaire présentés ci-dessus, permettent ainsi d'évaluer les caractéristiques du champ électrique réfléchi et transmis, quelque soit l'état de polarisation incident.

On considère un état de polarisation linéaire dont le champ électrique n'est orienté ni parallèlement ni perpendiculairement au plan d'incidence. Pour calculer les coefficients de Fresnel de cet état de polarisation, on se place dans un repère local  $Ox'y'z'$  qui est lié à la direction de propagation du faisceau (figure IV.13). Le plan  $Oy'z'$  est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau et contient le vecteur champ électrique. L'axe  $Oy'$  est parallèle au plan d'incidence. L'axe  $Oz'$  est perpendiculaire au plan d'incidence. L'axe  $Ox'$  est lui parallèle à la direction de propagation.

Dans ce repère local, on peut décomposer l'état de polarisation incident en deux composantes perpendiculaires suivant les axes  $Oy'$  et  $Oz'$  (figure IV.14). Suivant les axes  $Oy'$  et  $Oz'$ , l'amplitude du champ incident est respectivement  $A_{\parallel}$  et  $A_{\perp}$ . On peut alors calculer l'amplitude du champ réfléchi et transmis par l'interface à l'aide des coefficients de Fresnel. La figure IV.14 présente par exemple le cas de la réflexion

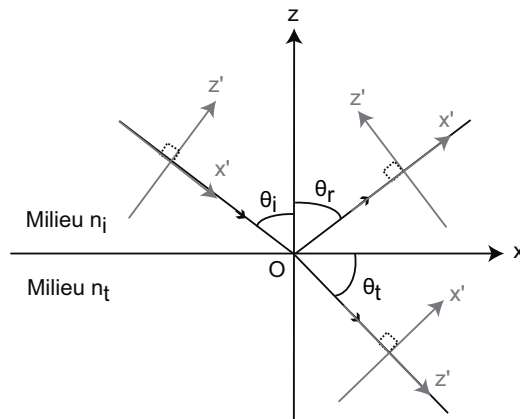


FIGURE IV.13: Représentation schématique du repère local  $Ox'y'z'$ , lié à la direction de propagation du faisceau, dans lequel on calcule les coefficients de Fresnel d'un état de polarisation quelconque.

sur l'interface, la composante parallèle  $A_{\parallel}$  (resp.  $A_{\perp}$ ) a pour amplitude  $r_{\parallel}A_{\parallel}$  (resp.  $r_{\perp}A_{\perp}$ ) après réflexion.

On note  $\Psi_i$  l'azimut de l'état de polarisation linéaire incident, soit (figure IV.14) :

$$\Psi_i = \text{atan} \left( \frac{A_{\perp}}{A_{\parallel}} \right). \quad (\text{IV.55})$$

Si la réflexion et la transmission par l'interface n'introduisent pas de déphasage entre les composantes, alors les coefficients de réflexion  $r_{\perp}$  et  $r_{\parallel}$  sont des nombres réels. L'azimut de l'état de polarisation réfléchi  $\Psi_r$  et transmis  $\Psi_t$  sont alors définis par (figure IV.14 a)) :

$$\Psi_r = \text{atan} \left( \frac{A_{\perp}r_{\perp}}{A_{\parallel}r_{\parallel}} \right) \quad (\text{IV.56})$$

$$\Psi_t = \text{atan} \left( \frac{A_{\perp}t_{\perp}}{A_{\parallel}t_{\parallel}} \right).$$

Si au contraire la réflexion et la transmission par l'interface introduisent un déphasage  $\phi$  entre les composantes, alors les coefficients de réflexion  $r_{\perp}$  et  $r_{\parallel}$  sont des nombres complexes. L'azimut de l'état de polarisation réfléchi  $\Psi_r$  et transmis  $\Psi_t$  sont dans ce cas définis par (cf. IV.1.1, eq. IV.7, figure IV.14 b)) :

$$\Psi_r = \frac{1}{2} \text{atan} \left( \frac{2A_{\parallel}|r_{\parallel}|A_{\perp}|r_{\perp}|}{A_{\parallel}^2|r_{\parallel}|^2 - A_{\perp}^2|r_{\perp}|^2} \right) \cos(\phi_r) \quad (\text{IV.57})$$

$$\Psi_t = \frac{1}{2} \text{atan} \left( \frac{2A_{\parallel}|t_{\parallel}|A_{\perp}|t_{\perp}|}{A_{\parallel}^2|t_{\parallel}|^2 - A_{\perp}^2|t_{\perp}|^2} \right) \cos(\phi_t).$$

L'ellipticité de l'état de polarisation est caractérisée par l'angle  $\eta_r$  pour le

faisceau réfléchi et  $\eta_t$  pour le faisceau transmis (cf. IV.1.1, eq. IV.10) :

$$\begin{aligned}\eta_r &= \frac{1}{2} a \sin(2A_{\parallel} |r_{\parallel}| A_{\perp} |r_{\perp}| \sin(\phi_r)) \\ \eta_t &= \frac{1}{2} a \sin(2A_{\parallel} |t_{\parallel}| A_{\perp} |t_{\perp}| \sin(\phi_t)).\end{aligned}\quad (\text{IV.58})$$

On peut ainsi définir les caractéristiques de l'état de polarisation réfléchi et transmis dans le repère local  $Ox'y'z'$  (figure IV.13).

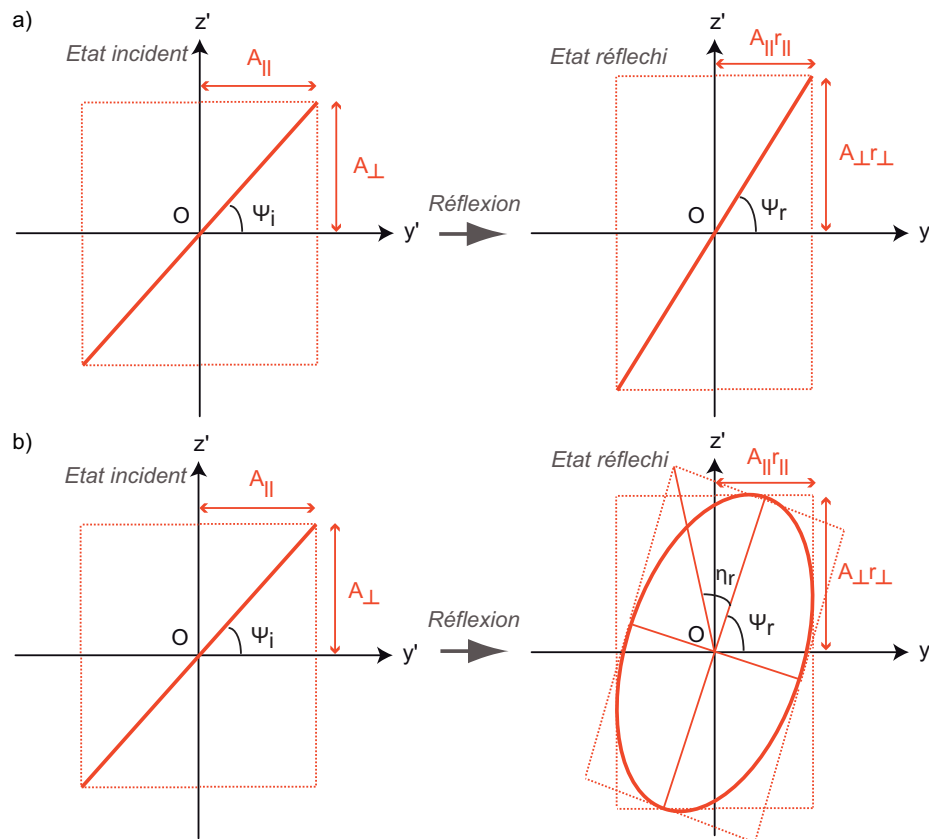


FIGURE IV.14: Représentation schématique de la réflexion d'un état de polarisation linéaire d'azimut  $\Psi_i$  quelconque par une interface constituée a) d'un matériau diélectrique, b) d'un conducteur.

### IV.2.2 Les miroirs

Les miroirs sont constitués d'un substrat et d'une couche réfléchissante en aluminium, protégée par un revêtement en silice. Les coefficients de transmission et de réflexion de chacune de ces interfaces peuvent être calculés à partir des coefficients de Fresnel, présentés dans la partie IV.2.1.

Je présente dans un premier temps le calcul de ces coefficients dans le cas d'une interface diélectrique-conducteur, soit dans le cas de l'utilisation d'un substrat sans revêtement. Puis j'indique les principales caractéristiques des miroirs avec prise en compte du revêtement.

## IV.2.2.1 Interface diélectrique-conducteur

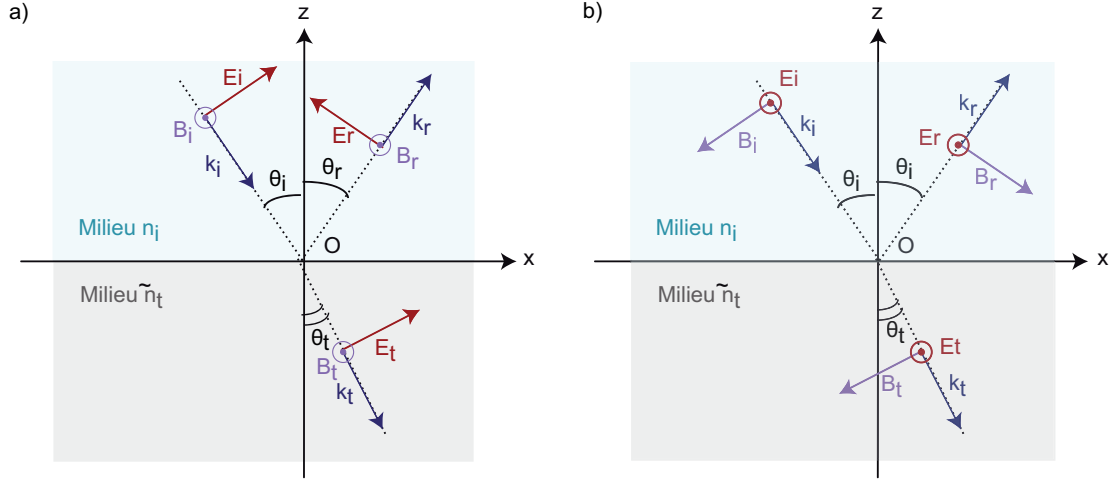


FIGURE IV.15: Représentation schématique de la propagation du champ électrique et magnétique à l'interface d'un miroir plan, dans les cas où le champ électrique est a) parallèle, b) perpendiculaire au plan d'incidence.

On considère ici une interface dont le milieu incident est constitué d'un diélectrique transparent d'indice  $n_i$  réel et le milieu de transmission d'un métal soit  $\tilde{n}_t = n_t + ik_t$  (figure IV.15). Les coefficients de réflexion en amplitude peuvent alors s'écrire (cf. IV.2.1, eq. IV.47 et eq. IV.46) :

$$r_{\perp} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t - ik_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t + ik_t \cos \theta_t} \quad (\text{IV.59})$$

$$r_{\parallel} = \frac{n_t \cos \theta_i + ik_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_t \cos \theta_i + ik_t \cos \theta_i + n_i \cos \theta_t}.$$

Le déphasage introduit par la réflexion est fonction des coefficients de réflexion en amplitude avec  $\phi_{\perp} = \arg(r_{\perp})$  et  $\phi_{\parallel} = \arg(r_{\parallel})$ , soit :

$$\phi_{\perp} = \frac{1}{2} \operatorname{atan} \frac{k_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t} \quad (\text{IV.60})$$

$$\phi_{\parallel} = \frac{1}{2} \operatorname{atan} \frac{k_t \cos \theta_i}{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}.$$

En incidence normale, les coefficients de réflexion et de transmission en énergie sont alors définis par :

$$R = \frac{(n_i - n_t)^2 + k_t^2}{(n_i + n_t)^2 + k_t^2} \quad (\text{IV.61})$$

$$T = \frac{4n_i n_t}{(n_i + n_t)^2 + k_t^2}.$$

Si l'indice réel du métal  $n_t$  est grand devant celui du milieu incident  $n_i$ , alors le coefficient de réflexion en énergie tend vers 1. Si de plus la partie réelle de l'indice

est égale à sa partie complexe soit  $n_t = k_t$ , alors le déphasage introduit par réflexion sur les composantes parallèle et perpendiculaire du champ est égal à  $\pi$ . L'état de polarisation ne sera pas modifié par réflexion : si l'état de polarisation incident est linéaire, alors l'état de polarisation réfléchi l'est également. Si au contraire  $n_t \neq k_t$ , alors le déphasage est quelconque. L'état de polarisation sera modifié par réflexion : si l'état de polarisation incident est linéaire, alors l'état de polarisation réfléchi sera elliptique.

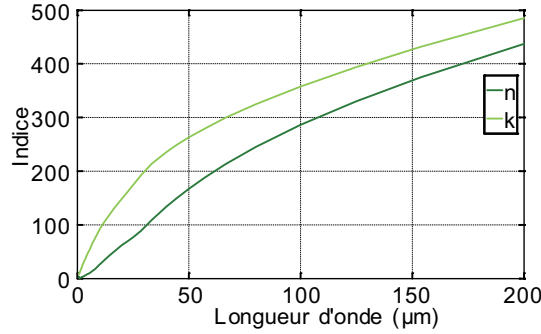


FIGURE IV.16: Variation de la partie réelle  $n$  et de la partie imaginaire  $k$  de l'indice de l'aluminium entre 700 nm et 200  $\mu\text{m}$  (données extraites de Ordal et al. (1988)).

La variation des indices réel et complexe de l'aluminium en fonction de la longueur d'onde est présenté sur la figure IV.16 (Ordal et al., 1988). Le comportement observé sur cette courbe est typique des métaux. Les indices réels et imaginaires d'un métal sont du même ordre de grandeur et tendent à devenir égaux à grande longueurs d'onde, soit  $n_t \approx k_t$ . Si de plus  $n_t$  est grand devant l'indice du milieu incident  $n_i$ , une approximation du coefficient de transmission en énergie, en incidence normale, est :

$$T \approx \frac{4n}{(1+n)^2 + n^2} \approx \frac{2}{n}, \quad (\text{IV.62})$$

avec  $n = n_t = k_t$ .

Cette approximation reste valable même si l'angle d'incidence n'est pas normal. En effet, l'indice de réfraction du métal étant dans ce cas grand devant l'indice du milieu incident  $n_i$ , l'angle de réfraction est dans tous les cas proche de  $\pi/2$ . L'onde transmise est alors absorbée suivant l'axe Oz, perpendiculairement à l'interface :

$$E = E_0 \exp - \left[ \frac{z}{\delta} \right] = \alpha E_0. \quad (\text{IV.63})$$

$\alpha$  et  $\delta$  sont respectivement le coefficient et la profondeur d'atténuation.  $\delta$  est fonction de la longueur d'onde  $\lambda_0$  et de l'indice  $n$  du métal :

$$\delta = \frac{\lambda_0}{2\pi n}. \quad (\text{IV.64})$$

A grande longueur d'onde, le comportement d'un métal est donc proche de celui d'un métal parfait avec  $R = 1$  et  $T = 0$  (figure IV.17). Le déphasage introduit

par réflexion sur les composantes parallèle et perpendiculaire du champ par réflexion est alors proche de  $\pi$ .

La figure IV.18 présente les variations de coefficient de réflexion et de transmission ainsi que le déphasage associé, dans le cas d'une interface air-aluminium, à 50  $\mu\text{m}$  et 200  $\mu\text{m}$ . Seuls les angles d'incidence inférieurs à  $40^\circ$  sont représentés sur cette figure, de façon à ce que les variations observées soient représentatives des miroirs PILOT.

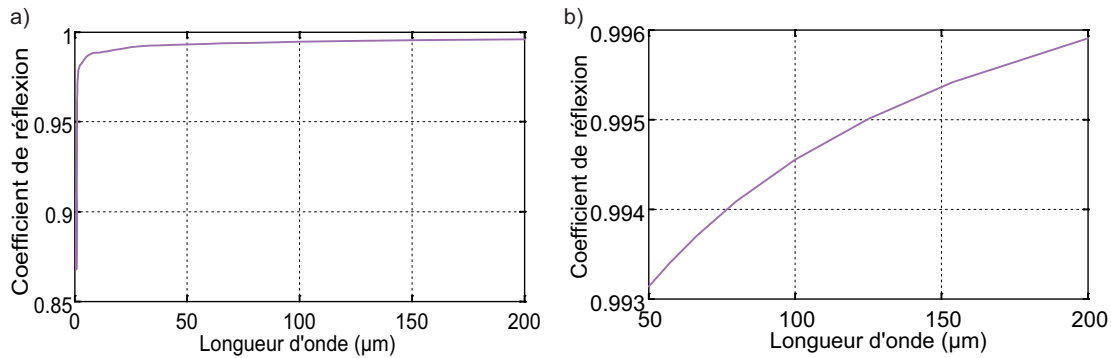


FIGURE IV.17: Variation du coefficient de réflexion en énergie, de l'aluminium, a) de 700 nm à 200  $\mu\text{m}$ , b) de 50  $\mu\text{m}$  à 200  $\mu\text{m}$  (Ordal et al., 1988).

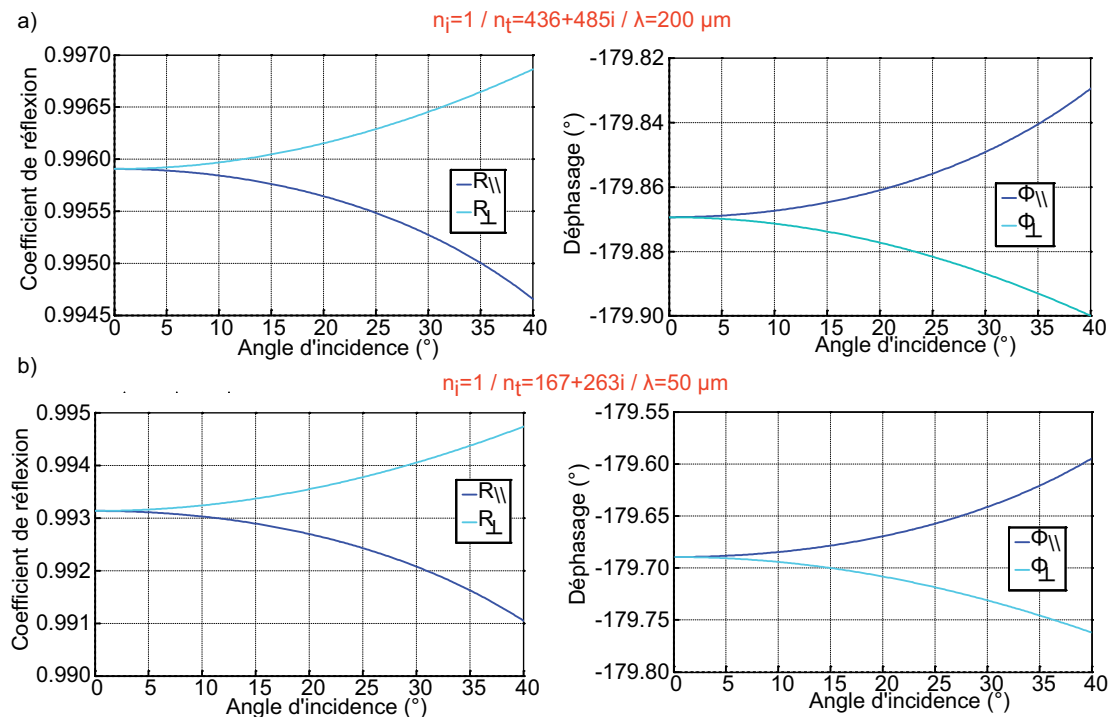


FIGURE IV.18: Coefficient de réflexion en énergie et déphasage associé, des composantes parallèle et perpendiculaire du champ électrique, a) pour un indice  $n_t = 436 + 485i$ , correspondant à l'indice de l'aluminium à 200  $\mu\text{m}$ ; b) pour un indice  $n_t = 167 + 263i$ , correspondant à l'indice de l'aluminium à 50  $\mu\text{m}$ ; milieu incident constitué d'air.

Le coefficient de réflexion augmente avec la longueur d'onde, il est donc plus élevé à 200  $\mu\text{m}$  qu'à 50  $\mu\text{m}$ . De même, les variations de coefficient de réflexion diminuent avec la longueur d'onde. A 50  $\mu\text{m}$  les écarts de coefficients de réflexion entre les composantes parallèle et perpendiculaire sont de l'ordre de 0.4 %, à 200  $\mu\text{m}$  ces écarts ne sont plus que de 0.25 %. Enfin, le déphasage introduit entre les composantes parallèle et perpendiculaire tend vers 0 : à 50  $\mu\text{m}$  l'ordre de grandeur du déphasage est de  $0.15^\circ$ , à 200  $\mu\text{m}$  il est approximativement de  $0.07^\circ$ .

Même si le coefficient de réflexion en énergie est déjà très proche de 1 et le déphasage entre les composantes parallèles et perpendiculaires du champ proche de 0, les caractéristiques de l'aluminium ne sont pas encore constantes à 200  $\mu\text{m}$  (figure IV.17). Ces propriétés vont donc encore légèrement évoluer au delà de cette longueur d'onde.

Pour illustrer les variations de caractéristiques de l'état de polarisation réfléchi en fonction de la longueur d'onde, je présente sur la figure IV.19 la variation de l'ellipticité et la rotation du plan de polarisation obtenu par réflexion d'un état de polarisation linéaire incliné à  $45^\circ$  dans le repère local d'observation  $Ox'y'z'$  (figure IV.13), en fonction de l'angle d'incidence. La rotation du plan de polarisation maximale est de l'ordre de  $1^\circ$  à 50  $\mu\text{m}$  et de  $0.03^\circ$  à 200  $\mu\text{m}$ . L'ellipticité est au maximum de 0.1 à 50  $\mu\text{m}$ , elle est quasiment nulle à 200  $\mu\text{m}$ .

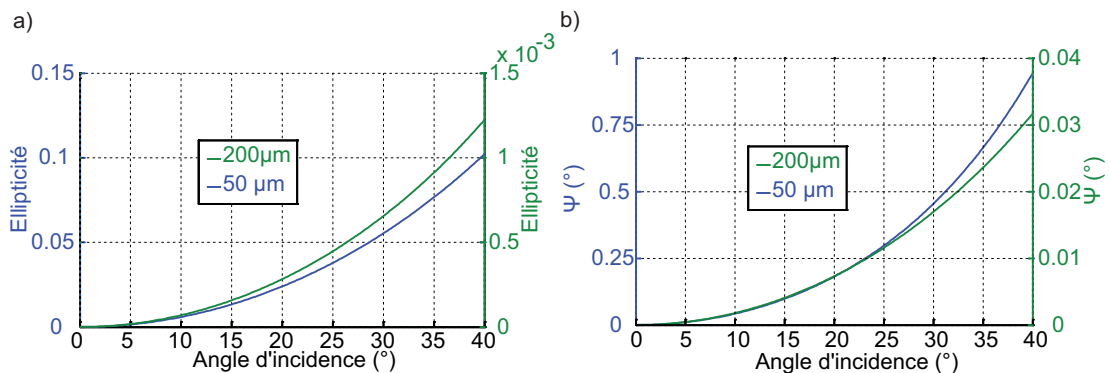


FIGURE IV.19: Variation a) de l'ellipticité et b) de la rotation du plan de polarisation en fonction de l'angle d'incidence d'un état de polarisation linéaire incliné à  $45^\circ$ ; calculs effectués à 50 et 200  $\mu\text{m}$ .

#### IV.2.2.2 Miroir avec revêtement

Les miroirs sont constitués d'un substrat en aluminium, d'une couche réfléchissante en aluminium et d'une couche de protection en dioxyde de silice ( $\text{SiO}_2$ ), comme présenté sur la figure IV.20). Cet empilement de dioptrés va être à l'origine de réflexions multiples, comme présenté sur la figure IV.21. Le coefficient de réflexion des miroirs est donc fonction de l'ensemble des réflexions et transmissions à l'intérieur de l'empilement de dioptrés.

Le coefficient de réflexion a été mesuré jusqu'à 50  $\mu\text{m}$ , sur un échantillon représentatif du miroir primaire, par le fournisseur (cf. III.1.2.1, figure III.5). Comme vu au IV.1, le coefficient de réflexion d'un métal augmente avec la longueur d'onde.



La valeur maximale mesurée par le fournisseur indique par conséquent une borne inférieure du coefficient de réflexion à grande longueur d'onde.

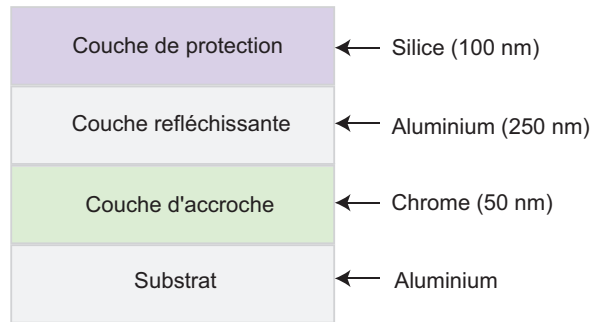


FIGURE IV.20: Représentation schématique de l'empilement des dioptres dans le cas des miroirs (les épaisseurs indiquées sont des ordres de grand\_deurs).

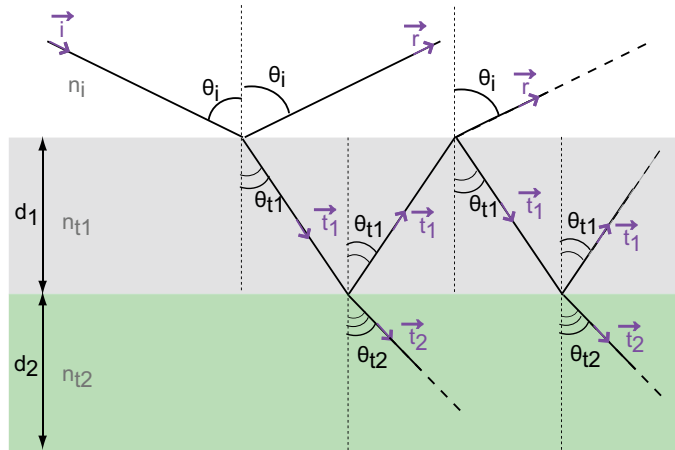


FIGURE IV.21: Réflexions multiples dans le cas d'un revêtement multi-couches, représenté schématiquement par deux dioptres.

L'épaisseur des dioptres constituant ces miroirs n'a pas été mesurée, mais on dispose d'un ordre de grandeur. De même, l'indice des matériaux n'a pas été mesuré à nos longueurs d'onde et n'est connu que jusqu'à  $200 \mu\text{m}$ . A  $200 \mu\text{m}$ , les indices réel et complexe de l'aluminium sont quasiment égaux ( $n_{Al} = 436 + 485i$ , Ordal et al. (1988)) et grands devant l'indice du dioxyde de silice ( $n_{SiO_2} = 1.96$ , Palik (1991)).

L'atténuation  $\alpha$  de la partie absorbée de l'onde dans la couche réfléchissante d'aluminium est fonction de l'épaisseur de la couche et de la profondeur d'atténuation  $\delta$  (cf. eq. IV.63). La figure IV.22 présente la variation de l'intensité normalisée de l'onde absorbée dans la couche d'aluminium en fonction de la distance parcourue dans la couche, à  $200 \mu\text{m}$ . Lorsque la distance parcourue est égale à l'épaisseur de la couche réfléchissante, l'intensité normalisée est déjà très faible, de l'ordre de 0.03. Lorsque cette distance est égale à deux fois l'épaisseur de la couche, l'intensité devient nulle, l'onde a été totalement absorbée.

Les indices de l'aluminium sont par définition plus élevés à 240 et  $550 \mu\text{m}$  qu'à  $200 \mu\text{m}$  et l'indice du dioxyde de Silice est lui quasiment constant sur cette gamme de longueur d'onde. Le coefficient de réflexion du miroir est donc uniquement dû à la couche de protection en dioxyde de silice et à la couche réfléchissante en aluminium.

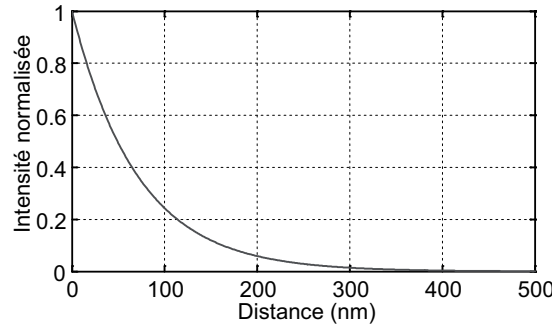


FIGURE IV.22: Variation de l'intensité normalisée de l'onde absorbée dans l'aluminium en fonction de la distance parcourue dans le dioptré en aluminium, à 200  $\mu\text{m}$ .

Le coefficient de réflexion en amplitude, de ces deux interfaces est donc fonction de l'épaisseur de la couche de protection en silice  $d_1$ , de l'angle de réfraction  $\theta_{tSiO_2}$  dans cette couche et des coefficients de Fresnel  $r_1$  et  $r_2$ , respectivement de l'interface air-dioxyde de silice et dioxyde de silice-aluminium (Born and Wolf (1959)) :

$$r = \frac{r_1 + r_2 \exp(2i\phi)}{1 + r_1 r_2 \exp(2i\phi)}, \quad (\text{IV.65})$$

avec  $\phi$  le déphasage entre deux rayons réfléchis consécutifs qui est fonction de l'épaisseur  $d_1$  de la couche de protection (figure IV.21) :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_{SiO_2} \cos(\theta_{tSiO_2}) d_1. \quad (\text{IV.66})$$

Comme dans le cas d'une seule interface (cf. IV.2.1), le coefficient de réflexion en énergie  $R$  est égal au carré du module du coefficient de réflexion en amplitude :  $R = |r|^2$ . Le déphasage  $\phi$  est lui égal à l'argument du coefficient de réflexion en amplitude :  $\phi = \arg(r)$ .

L'influence de la couche de silice est négligeable en ce qui concerne le coefficient de réflexion. Des écarts inférieurs à  $10^{-6}$  sont obtenus entre les calculs effectués avec et sans prise en compte de la couche de protection. Les résultats à retenir en ce qui concerne ce paramètre sont donc ceux présentés en IV.2.2.1 (figure IV.18). A 50  $\mu\text{m}$ , le coefficient mesuré par le fournisseur, pour un angle d'incidence de  $6^\circ$  est de 98.74 %. L'estimation est de 99.25 % soit 0.5 % d'écart par rapport à la valeur mesurée. L'approximation de calcul présenté ci-dessus donne donc un résultat cohérent avec la mesure effectuée à 50  $\mu\text{m}$ .

Les variations observées, entre les composantes parallèle et perpendiculaire, sont de l'ordre de 0.4 % à 50  $\mu\text{m}$  et de 0.25 % à 200  $\mu\text{m}$ . Les indices réels et complexes de l'aluminium à 240  $\mu\text{m}$  et à 550  $\mu\text{m}$  ont des valeurs supérieures à celles mesurées à 200  $\mu\text{m}$ , mais les variations d'indice vont être beaucoup plus faibles que celle observées entre 50 et 200  $\mu\text{m}$ . L'ordre de grandeur du coefficient de réflexion des miroirs à nos longueurs d'onde d'étude doit donc être semblable à celui estimé à 200  $\mu\text{m}$ , soit 0.995. Cette estimation est confirmée par des mesures de coefficients de réflexion, effectuées à nos longueurs d'onde sur les miroirs du télescope Planck.

Le revêtement est semblable à ceux du télescope PILOT et le coefficient de réflexion mesuré est de 0.995.

Le déphasage introduit entre les composantes parallèle et perpendiculaire est de  $0.15^\circ$  et  $0.07^\circ$  respectivement avec et sans prise en compte de la couche de protection (figure IV.23). Or dans le cas d'un miroir avec revêtement, le déphasage entre les composantes du champ est introduit par l'interface revêtement-aluminium. Dans le cas du substrat nu présenté au IV.2.2.1, le déphasage est introduit par l'interface air-aluminium. Les écarts de résultats obtenus en ce qui concerne le déphasage introduit entre les composantes du champ est ainsi uniquement dû à la différence d'indice de réfraction du milieu dans lequel s'effectue la réflexion sur le substrat.

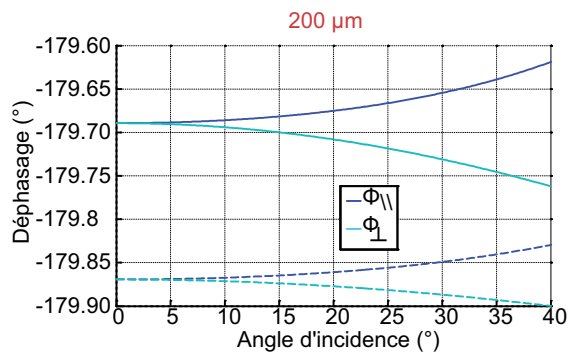


FIGURE IV.23: Estimation du déphasage introduit par réflexion sur les miroirs à 200  $\mu\text{m}$  avec et sans prise en compte de la couche de protection (respectivement courbes en trait plein et en pointillés).

### IV.2.3 Les lentilles

Les lentilles sont constituées d'un substrat en polypropylène sur lequel est déposé un traitement anti-reflet. Les coefficients de transmission et de réflexion des lentilles se calculent comme dans le cas des miroirs à partir des coefficients de Fresnel (cf. IV.2.1). Je présente dans un premier temps les caractéristiques d'une interface air-polypropylène, qui correspond au cas d'une lentille sans anti-reflet. Puis j'indique les propriétés obtenues avec prise en compte du traitement anti-reflet.

#### IV.2.3.1 Interface entre deux diélectriques transparents

L'indice de réfraction d'un milieu diélectrique est un nombre réel : les coefficients de transmission  $t_{\parallel}$  et  $t_{\perp}$  sont toujours réels et positifs, l'onde transmise ne subit pas de déphasage (eq. IV.49 et IV.48). Le coefficient de réflexion de la composante perpendiculaire  $r_{\perp}$ , est un réel négatif si  $\theta_i > \theta_t$  et un réel positif si  $\theta_i < \theta_t$ . Pour cette composante du champ, le déphasage introduit par réflexion est de  $\pi$  si  $n_t > n_i$  et de 0 si  $n_t < n_i$ .

Le coefficient  $r_{\parallel}$  change de signe pour  $\theta_i + \theta_t = \pi/2$ , l'angle incident répondant à cette égalité est appelé angle de Brewster et noté  $\theta_B$  :

$$\tan\theta_B = \frac{n_t}{n_i}. \quad (\text{IV.67})$$

Si  $\theta_i = \theta_B$ , alors la composante parallèle est totalement transmise. Dans ce cas particulier, si l'onde incidente est non polarisée, alors l'onde transmise sera polarisée parallèlement. De même, l'onde réfléchie sera polarisée perpendiculairement. Pour cet angle particulier, l'interface agit alors comme un polariseur qui ne laisse passer qu'une direction de propagation de l'onde.

Si  $\theta_i < \theta_B$  et  $n_t > n_i$ ,  $r_{\parallel}$  est réel et négatif, le déphasage est de  $\pi$ . On obtient le même résultat si  $\theta_i > \theta_B$  et  $n_t < n_i$ . Au contraire si  $\theta_i > \theta_B$  et  $n_t < n_i$  ou  $\theta_i < \theta_B$  et  $n_t > n_i$ , alors il n'y a pas de déphasage.

La figure IV.24 présente la variation des coefficients en énergie en fonction de l'angle d'incidence, pour une interface entre deux diélectriques. Pour le cas où  $n_i < n_t$ , le milieu incident est constitué d'air et le milieu de transmission a pour indice  $n = 1.52$  (indice du polypropylène mesuré dans le cadre du projet aux longueurs d'onde d'étude de PILOT). Dans le cas où  $n_i > n_t$ , le milieu incident a pour indice  $n = 1.52$  et le milieu de transmission est constitué d'air. L'angle de Brewster est repéré par un trait en pointillés rouge. Le déphasage est indiqué en haut de chaque figure.

Dans le système optique PILOT, l'angle d'incidence sur les lentilles ne dépasse pas  $30^\circ$  et est donc dans tous les cas inférieur à l'angle de Brewster. L'écart maximal entre le coefficient de transmission de la composante parallèle et perpendiculaire est de 3 % pour l'interface air-polypropylène et de 7 % pour l'interface polypropylène-air (figure IV.24). Ces écarts de coefficient de transmission induisent une rotation

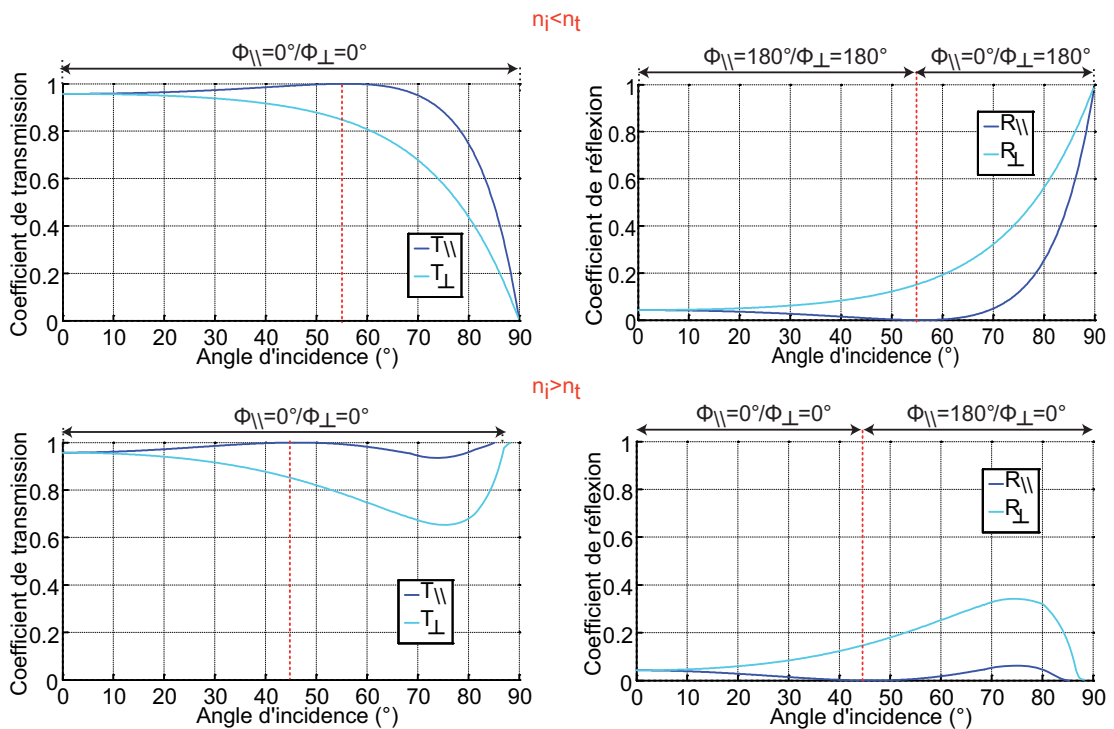


FIGURE IV.24: Coefficient en énergie, des composantes parallèle et perpendiculaire du champ électrique, en transmission et en réflexion;  $n_i = 1$  et  $n_t = 1.52$  dans le cas où  $n_i < n_t$ ,  $n_i = 1.52$  et  $n_t = 1$  dans le cas où  $n_i > n_t$ , le déphasage est indiqué en haut de chaque figure.

du plan de polarisation au maximum de  $0.5^\circ$  et  $1^\circ$  respectivement pour l'interface air-polypropylène et polypropylène-air, lorsque l'état de polarisation incident est linéaire et incliné de  $45^\circ$  (figure IV.25).

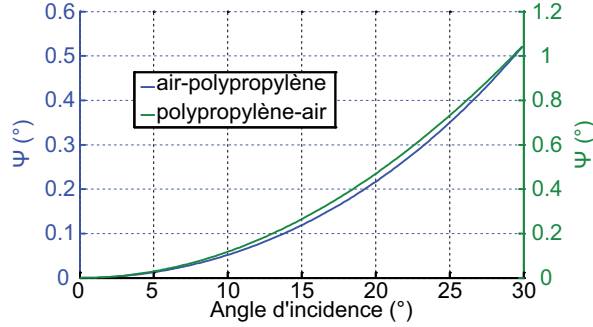


FIGURE IV.25: Variation de la rotation du plan de polarisation d'un état de polarisation linéaire incliné de  $45^\circ$  transmis par une interface air-polypropylène et polypropylène-air à  $240 \mu\text{m}$ .

#### IV.2.3.2 Lentille avec anti-reflet

Les lentilles sont constituées d'un substrat en polypropylène, recouvert d'un anti-reflet en polytetrafluoréthylène (téflon). Les coefficients en amplitude de réflexion  $r$  et de transmission  $t$  sont fonction des coefficients de Fresnel  $r_1$  et  $r_2$  respectivement de l'interface air-polytetrafluoréthylène et polytetrafluoréthylène-polypropylène :

$$r = \frac{r_1 + r_2 \exp(2i\phi)}{1 + r_1 r_2 \exp(2i\phi)} \quad (\text{IV.68})$$

$$t = \frac{t_1 t_2 \exp(2i\phi)}{1 + r_1 r_2 \exp(2i\phi)}, \quad (\text{IV.69})$$

avec  $\phi$  le déphasage entre deux rayons réfléchis consécutifs qui est fonction de l'épaisseur  $d_1$  de la couche anti-reflet (figure IV.21) :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{\text{arc}} \cos(\theta_{\text{tarc}}) d_1. \quad (\text{IV.70})$$

$n_{\text{arc}}$  et  $\theta_{\text{tarc}}$  sont respectivement l'indice de réfraction et l'angle de réfraction dans la couche anti-reflet.

Le minimum de coefficient de réflexion en énergie  $R$  de ce système multi-couche est obtenu lorsque l'épaisseur de la couche anti-reflet est égale à  $\lambda/4$ . Le coefficient de réflexion  $R$  en incidence normale est alors égal à :

$$R = \left( \frac{n_i n_s - n_{\text{arc}}^2}{n_i n_s + n_{\text{arc}}^2} \right)^2, \quad (\text{IV.71})$$

avec  $n_i$  et  $n_s$  les indices de réfraction du milieu incident et du substrat.

Le coefficient de réflexion est ainsi nul en incidence normale si l'épaisseur de la couche anti-reflet est égale à  $\lambda/4$  et que les indices de réfraction des 3 milieux sont tels

que :  $n_r = \sqrt{n_i n_s}$  soit  $n_r = \sqrt{n_s}$  avec  $n_i = 1$ . L'anti-reflet permet ainsi de minimiser les réflexions à la surface des lentilles et de limiter les lumières parasites à l'intérieur du photomètre. L'autre intérêt est d'augmenter le coefficient de transmission du composant et par conséquent le rapport signal à bruit de l'instrument.

En réalité, il n'est pas possible d'obtenir un indice rigoureusement égal à la racine de l'indice du substrat. Le matériau de la couche anti-reflet est donc choisi de façon à s'en approcher au maximum. A nos longueurs d'onde d'étude, les indices du polypropylène ( $n_s$ ) et du tetrapolyfluoréthylène ( $n_{arc}$ ) ont pour valeur :  $n_s = 1.52$  et  $n_{arc} = 1.4$  (Lamb, 1996).

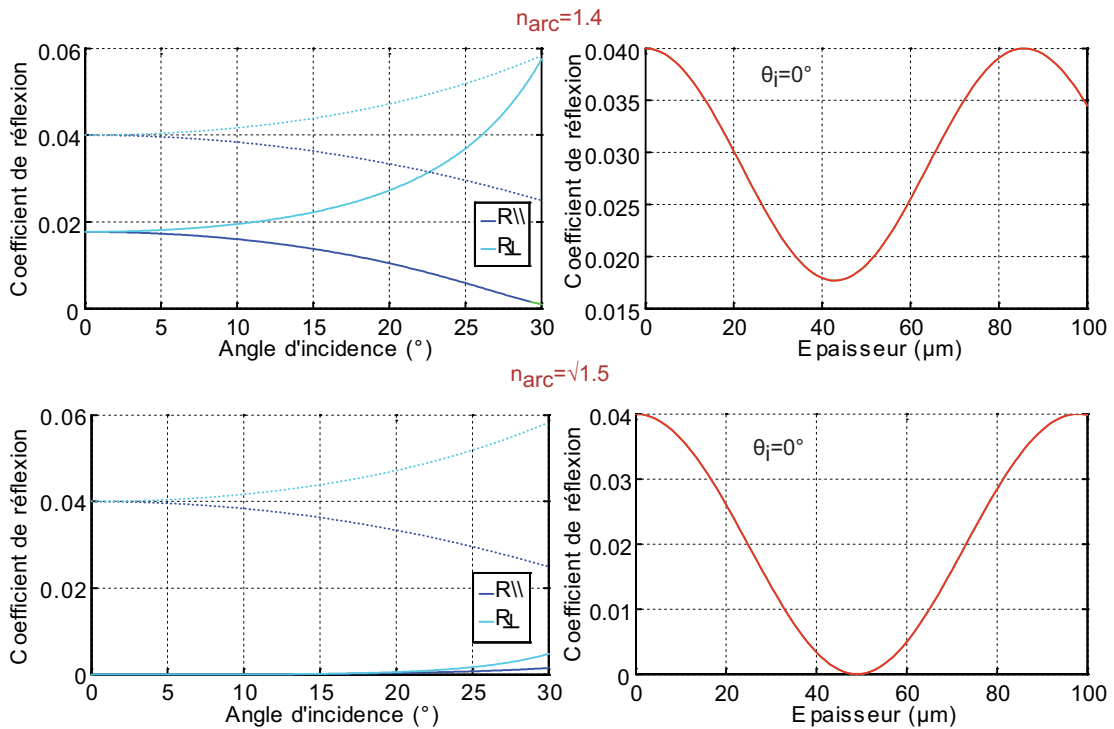


FIGURE IV.26: A gauche, variation du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence (trait plein avec anti-reflet, trait en pointillé sans anti-reflet ; à droite, variation du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur de la couche anti-reflet pour une incidence normale.

La figure IV.26 montre l'impact de l'anti-reflet sur le coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Si l'indice de la couche anti-reflet est égal à  $\sqrt{n_s}$ , le coefficient de réflexion est quasi nul sur l'ensemble de la plage d'incidence considéré. Dans le cas réel, l'efficacité de l'anti-reflet est évidemment moins performant, il divise cependant d'un facteur deux le coefficient de réflexion.

La figure IV.26) indique également la variation du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur  $e$  et en incidence normale. L'efficacité de l'anti-reflet est évidemment maximale (resp. minimale) lorsque  $e = k\lambda/4$  avec  $k$  un nombre impair (resp. pair).

La rotation du plan de polarisation est minimisée par la présence de l'anti-reflet. Dans le cas de l'interface air-polypropylène, la rotation du plan de polarisation d'un état linéaire incident incliné à  $45^\circ$  dans le repère local d'observation  $Ox'y'z'$

(figure IV.27) est de  $0.45^\circ$  et  $1^\circ$  respectivement avec et sans anti-reflet. Dans le cas de l'interface polypropylène-air, cette rotation du plan de polarisation est de  $0.25^\circ$  et  $0.5^\circ$  respectivement avec et sans anti-reflet.

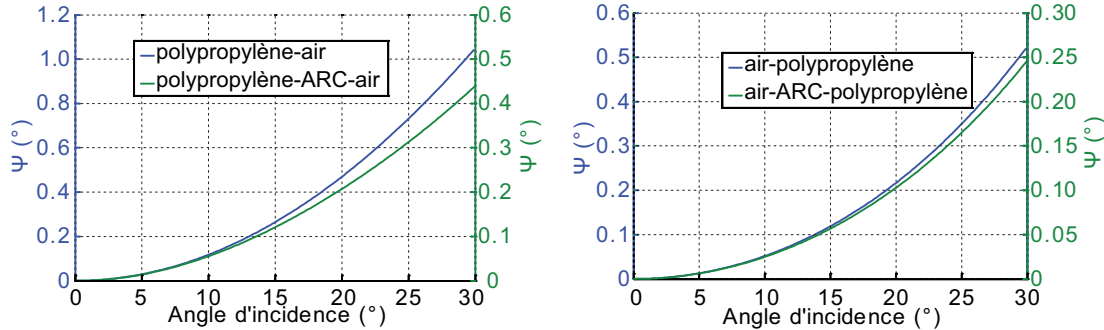


FIGURE IV.27: Comparaison de la rotation du plan de polarisation induite par transmission par une surface avec et sans anti-reflet sur un état de polarisation linéaire incliné à  $45^\circ$ .

#### IV.2.4 La lame demi-onde

La lame demi-onde est constituée d'un matériau anisotrope uniaxe. Les caractéristiques de l'état de polarisation, après transmission par ce type de composant, sont fonction de l'angle d'incidence et de l'orientation de l'état de polarisation incident par rapport à l'axe optique du cristal. Je présente dans un premier temps les variations d'indice ainsi que le déphasage introduit entre les composantes perpendiculaires du champ en fonction de la direction de propagation du faisceau dans le cristal. J'indique ensuite comment sont calculées les caractéristiques de l'état de polarisation transmis par la lame demi-onde.

##### IV.2.4.1 Surface d'indice, déphasage entre les ondes ordinaire et extra-ordinaire

Dans un milieu isotrope, l'indice de réfraction n'est constant, il ne dépend pas de la direction de propagation du faisceau. La surface d'indice est dans ce cas une sphère d'indice  $n$  (figure IV.28 a)). Dans le cas de la lame demi-onde, constitué d'un matériau anisotrope uniaxe, l'indice de réfraction est fonction de la direction de propagation du faisceau dans le milieu : contrairement au milieu isotrope, le milieu anisotrope uniaxe possède deux surfaces d'indices (figure IV.28 b)).

La surface d'indice sphérique de rayon  $n_0$  est appelée surface ordinaire. La surface extraordinaire est une ellipse de demi-axes  $n_0$  et  $n_e$ . L'indice  $n_0$  ne dépend pas de la direction de propagation du faisceau et est appelé indice ordinaire. L'indice extraordinaire  $n_E$  varie entre deux valeurs extrêmes  $n_o$  et  $n_e$  en fonction de la direction de propagation du faisceau.

L'intersection entre la sphère de la surface ordinaire et l'ellipse de la surface extraordinaire définit l'axe optique du milieu uniaxe (axe  $Ox$ , figure IV.28 b)). Suivant cet axe, les indices ordinaire et extraordinaire ont la même valeur  $n_0$  : une onde se propageant suivant l'axe optique se comporte comme dans un milieu isotrope d'indice  $n_0$  (figure IV.29 b)).

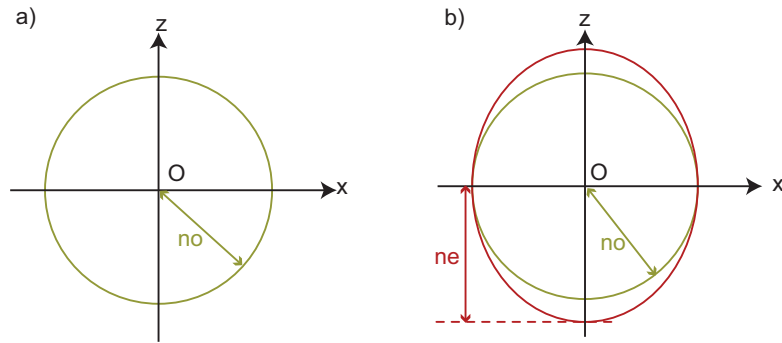


FIGURE IV.28: Surfaces d'indice a) d'un milieu isotrope d'indice  $n_0$ ; b) d'un milieu isotrope uniaxe négatif d'indice  $n_0$  et  $n_e$ .

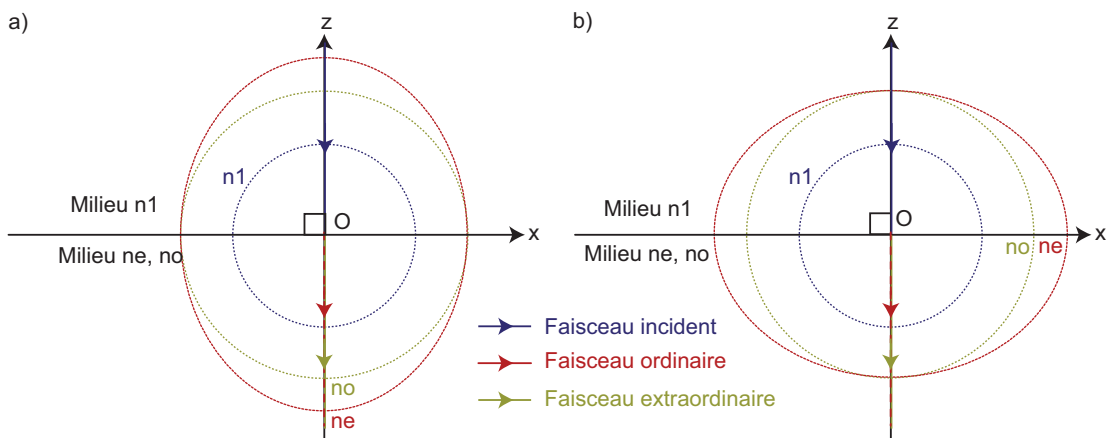


FIGURE IV.29: Propagation d'un faisceau à l'interface entre un milieu isotrope et uniaxe dans le cas où le faisceau incident est a) perpendiculaire, b) parallèle à l'axe optique du milieu uniaxe.

Si au contraire l'onde se propage perpendiculairement à l'axe optique, alors l'onde ordinaire se propage dans un milieu d'indice  $n_0$  et l'onde extraordinaire dans un milieu d'indice  $n_E$  (figure IV.29 a)). Le déphasage  $\phi$ , introduit par la lame entre l'onde ordinaire et extraordinaire, est alors fonction de l'épaisseur  $e$ , des indices ordinaire ( $n_0$ ) et extraordinaire ( $n_E$ ) et de la longueur d'onde  $\lambda_0$  :

$$\phi = \frac{e\lambda_0}{2\pi(n_E - n_0)}. \quad (\text{IV.72})$$

Dans le cas d'une lame demi-onde, le déphasage introduit entre l'onde ordinaire et extraordinaire est égal à  $\pi$ , soit  $n_E = n_e$ , en incidence normale (figure IV.29 b)) :

$$e = \frac{\lambda_0}{2(n_e - n_0)}. \quad (\text{IV.73})$$

Les indices du saphir, substrat de la lame demi-onde, varient légèrement entre 240 et 550  $\mu\text{m}$  :  $n_o=3.089$  et  $n_e=3.423$  à 240  $\mu\text{m}$  et  $n_o=3.084$ ,  $n_e=3.415$  à 550  $\mu\text{m}$  (Palik, 1991). Il n'est donc pas possible d'obtenir rigoureusement un déphasage de  $\pi$  pour les deux longueurs d'onde. L'épaisseur de la lame est ainsi choisie de façon



à ce que le déphasage introduit soit semblable aux deux longueurs d'onde et que de plus ce déphasage soit proche  $\pi$ .

La figure IV.30 a) indique la différence de déphasage  $\Delta\phi$  par rapport à une lame demi-onde, en fonction de l'épaisseur de la lame, à 240 et 550  $\mu\text{m}$  ( $\Delta\phi = \phi - k\pi$  avec  $k$  un nombre entier).  $\Delta\phi$  est nul lorsque  $e = ke_{min}$  avec  $k$  un nombre entier et  $e_{min}$  l'épaisseur minimale de la lame pour laquelle  $\Delta\phi = 0$  ( $e_{min} = 0.36 \text{ mm}$  à 240  $\mu\text{m}$  et  $e_{min} = 0.84 \text{ mm}$  à 550  $\mu\text{m}$ ).

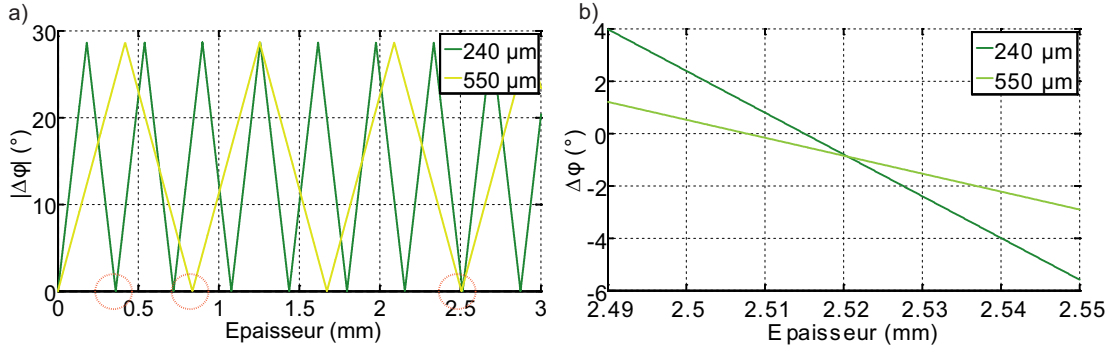


FIGURE IV.30: Variation de la différence de déphasage ( $^{\circ}$ ), par rapport à une lame demi-onde, en fonction de l'épaisseur de la lame à 240 et 550  $\mu\text{m}$ , en incidence normale.

Si  $k = 1$ , la lame est dite d'ordre 0, si  $k \neq 1$  alors la lame est d'ordre multiple. L'épaisseur optimale dans notre cas est égale à 2.52 mm soit un ordre proche de 7 à 240  $\mu\text{m}$  et de 3 à 550  $\mu\text{m}$ . Le déphasage introduit aux deux longueurs d'onde est ainsi de  $179.1^{\circ}$  en incidence normale, soit  $\Delta\phi = 0.9^{\circ}$  (figure IV.30 b)). Un état polarisé linéairement est ainsi, par transmission dans la lame, modifié en un état légèrement elliptique.

Le déphasage introduit entre les ondes ordinaire et extra-ordinaire est de fait sensible aux variations d'épaisseur de la lame. Par exemple, pour une variation de 25  $\mu\text{m}$  par rapport à l'épaisseur optimale, l'écart de déphasage par rapport à une lame demi-onde est de  $4.5^{\circ}$  à 240  $\mu\text{m}$  et de  $2.5^{\circ}$  à 550  $\mu\text{m}$  (figure IV.30 b)).

Pour un angle d'incidence quelconque, l'indice extraordinaire  $n_E$  est fonction des indices  $n_o$  et  $n_e$  ainsi que de l'angle d'incidence  $i$ . Si l'axe optique est parallèle au plan de l'interface, comme présenté sur la figure IV.31, on a alors<sup>1</sup> :

$$1/n_E = \sqrt{\frac{\sin(i)^2}{n_o^4} + \frac{1}{n_e^2} - \frac{\sin(i)^2}{n_e^2 n_o^2}}. \quad (\text{IV.74})$$

L'épaisseur de la lame est calculée de façon à obtenir un déphasage de  $\pi$  en incidence normale. Or l'indice extraordinaire varie en fonction de l'angle d'incidence (figure IV.28). Il en est donc de même pour le déphasage introduit entre l'onde ordinaire et l'onde extraordinaire. L'angle d'incidence maximal sur la lame PILOT est de l'ordre de  $20^{\circ}$ , soit un écart de déphasage maximal de l'ordre de  $20^{\circ}$  à 240  $\mu\text{m}$  et de  $10^{\circ}$  à 550  $\mu\text{m}$  par rapport à une lame demi-onde (figure IV.32).

1. Le détail de ce calcul est indiqué en annexe C, C.2.2.

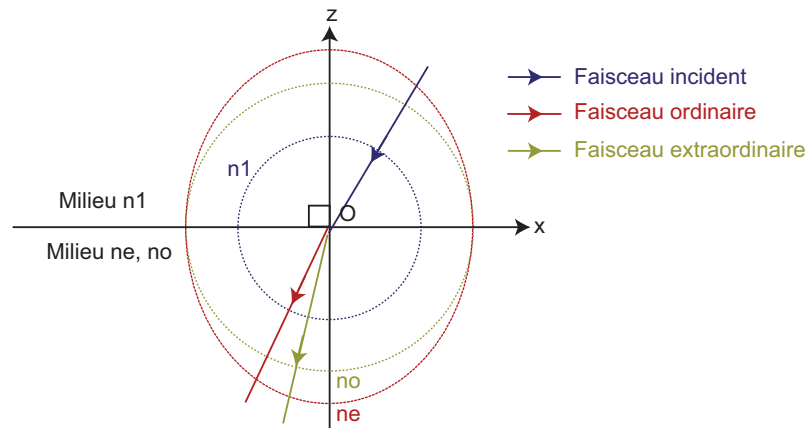


FIGURE IV.31: Propagation d'un faisceau à l'interface entre un milieu isotrope et anisotrope uniaxe pour un angle d'incidence quelconque.

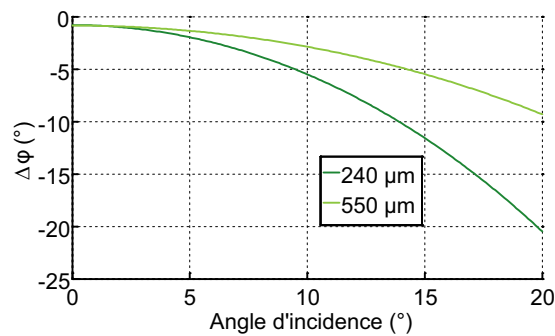


FIGURE IV.32: Variation du déphasage introduit par la lame en fonction de l'angle d'incidence pour une épaisseur optimale à 240 μm et 550 μm.

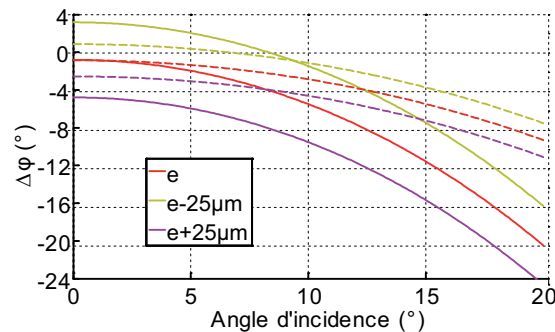


FIGURE IV.33: Variation du déphasage introduit en fonction de l'angle d'incidence pour une épaisseur  $e$ ,  $e-25\mu\text{m}$  et  $e+25\mu\text{m}$  avec  $e$  l'épaisseur nominale de la lame demi-onde; calculs effectués à 240 μm (courbes continues) et à 550 μm (courbes en pointillés).

Ces résultats sont évidemment sensibles à d'éventuelles variations de l'épaisseur de la lame demi-onde. La figure IV.33 présente par exemple, une comparaison des variations du déphasage introduit par la lame, en fonction de l'angle d'incidence, pour différentes épaisseur de la lame demi-onde et pour un seul rayon. Dans le cas où l'épaisseur est augmentée de 25  $\mu\text{m}$  le déphasage introduit par la lame est, quelques soit l'angle d'incidence, supérieur à celui obtenu avec la lame d'épaisseur nominale. Si l'épaisseur est diminuée de 25  $\mu\text{m}$ , le déphasage introduit est supérieur à celui obtenu avec la lame d'épaisseur nominale pour des angles d'incidence inférieurs à  $5^\circ$ , et inférieur dans le cas où ces angles sont supérieurs à  $5^\circ$ . Ces résultats sont évidemment liés au fait que la lame n'est pas rigoureusement demi-onde, son épaisseur étant optimisée à 240 et 550  $\mu\text{m}$  (figure IV.30).

#### IV.2.4.2 Azimut et ellipticité de l'état de polarisation transmis par la lame

Pour déterminer les modifications induites sur état de polarisation par transmission dans la lame demi-onde, il est nécessaire de se positionner dans le repère Oxyz de la lame demi-onde. Les axes Ox et Oy sont les axes neutres de la lame. Oz est l'axe optique de la lame. Oz est perpendiculaire aux faces d'entrée et de sortie de la lame (figure IV.34). Je considère ici uniquement des états de polarisations incident linéaires.

En incidence normale (figure IV.34 a), le plan d'onde est contenu dans le plan Oxy. Dans ce plan, l'état de polarisation a un azimut  $\Psi_i$  (figure IV.34 c). L'amplitude du champ suivant les axes Ox et Oy est notée  $A_o$  et  $A_e$  :

$$\begin{aligned} A_o &= A \cos \Psi_i \\ A_e &= A \sin \Psi_i, \end{aligned} \quad (\text{IV.75})$$

avec  $A = \sqrt{A_o^2 + A_e^2}$ .

Après transmission par la lame, l'azimut  $\Psi_t$  est fonction des amplitudes  $A_o$ ,  $A_e$  et du déphasage  $\phi$  entre ces deux composantes du champ (cf. IV.1.1, eq. IV.7) :

$$\Psi_t = \frac{1}{2} \operatorname{atan} \left( \frac{2A_o A_e}{A_o^2 - A_e^2} \cos \phi \right) = \frac{1}{2} \operatorname{atan} (\tan(2\Psi_i) \cos(\phi)). \quad (\text{IV.76})$$

Dans le cas d'une lame demi-onde ( $\phi = \pi$ ), l'état de polarisation transmis est symétrique de l'état de polarisation incident soit  $\Psi_t = -\Psi_i$  (figure IV.34 c) : l'état transmis est polarisé linéairement. Si au contraire  $\phi \neq \pi$ , l'état transmis est elliptique avec (cf. IV.1.1, eq. IV.10) :

$$\eta_t = \frac{1}{2} \operatorname{asin}(2A_o A_e \sin \phi) = \frac{1}{2} \operatorname{asin}(\sin(2\Psi_i) \sin(\phi)). \quad (\text{IV.77})$$

La figure IV.35 présente les variations de caractéristiques de l'état de polarisation transmis par la lame PILOT à 240 et 550  $\mu\text{m}$ , en fonction de l'azimut  $\Psi_i$  de l'état de polarisation dans le repère de la lame Oxyz. Si  $\Psi_i = 0[\pi/2]$ , soit lorsque l'état de polarisation linéaire incident est parallèle ou perpendiculaire à l'axe optique Ox de la lame, l'azimut de l'état de polarisation transmis est égal à celui de

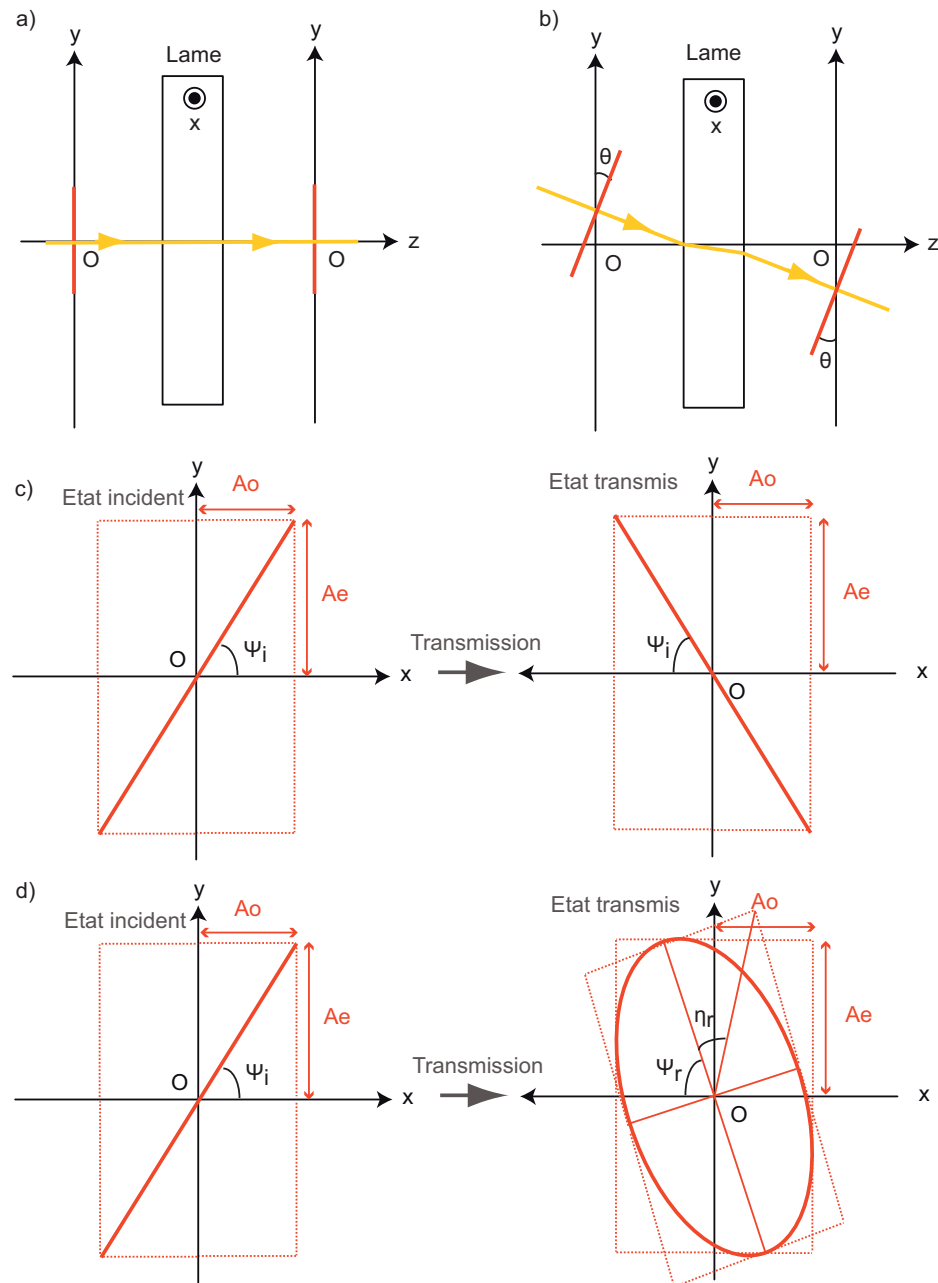


FIGURE IV.34: a) Transmission d'un état de polarisation par une lame en incidence normale, b) Transmission d'un état de polarisation par une lame pour un faisceau incident incliné de  $\theta$  dans le plan Oyz, c) Modification des caractéristiques de l'état de polarisation par transmission dans une lame demi-onde, d) Modification des caractéristiques de l'état de polarisation par transmission dans une lame de déphasage quelconque.

l'état incident ( $\Psi_t = \Psi_i$ ) et l'ellipticité  $\tan(\eta_t)$  de l'état de polarisation transmis est minimale.

Si  $\Psi_i = \pi/4[\pi/2]$ , les amplitudes  $A_o$  et  $A_e$  sont égales. L'état de polarisation transmis est symétrique de l'état incident :  $\Psi_t = -\Psi_i$ . L'ellipticité  $\tan\eta_t$  de l'état de polarisation transmis est alors maximale. Enfin l'azimut  $\phi_t$  est maximal lorsque  $\Psi_i = \pi/8[\pi/2]$ . On obtient évidemment les mêmes résultats, si on fait tourner la lame autour de l'axe Oz avec une état de polarisation incident d'azimut fixe dans le plan Oxy.

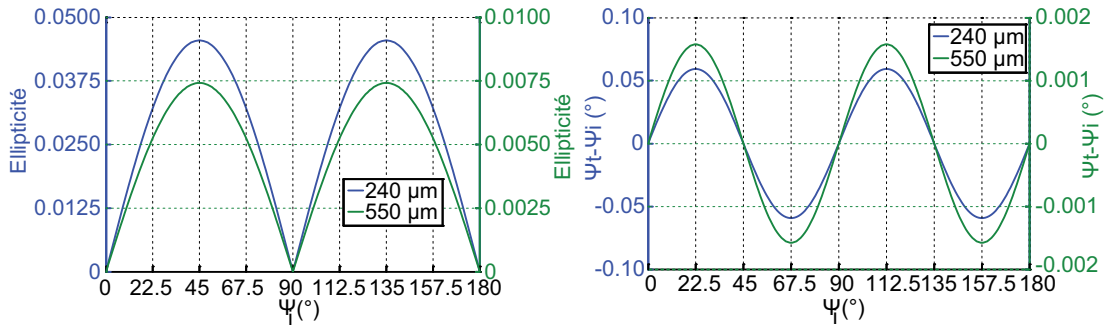


FIGURE IV.35: Comparaison de l'ellipticité et de l'azimut ( $\Psi_t$ ) introduit par la lame PILOT à 240 et 550  $\mu\text{m}$  en fonction de l'azimut de l'état incident ( $\Psi_i$ ), pour une incidence normale.

En incidence quelconque, le champ électrique doit dans un premier temps être projeté dans le plan Oxy puis décomposé suivant les axes Ox et Oy comme dans le cas de l'incidence normale. Par exemple si le faisceau incident est parallèle au plan Oyz et fait un angle  $\theta$  avec l'axe Oy alors (figure IV.35) :

$$A_o = A \cos \Psi_i \quad (\text{IV.78})$$

$$A_e = A \sin \Psi_i \cos \theta.$$

La figure IV.36 présente les variations de caractéristiques de l'état de polarisation transmis par la lame dans ce cas. La position des minima et maxima de l'ellipticité sont les mêmes qu'en incidence normale. L'ellipticité maximale augmente

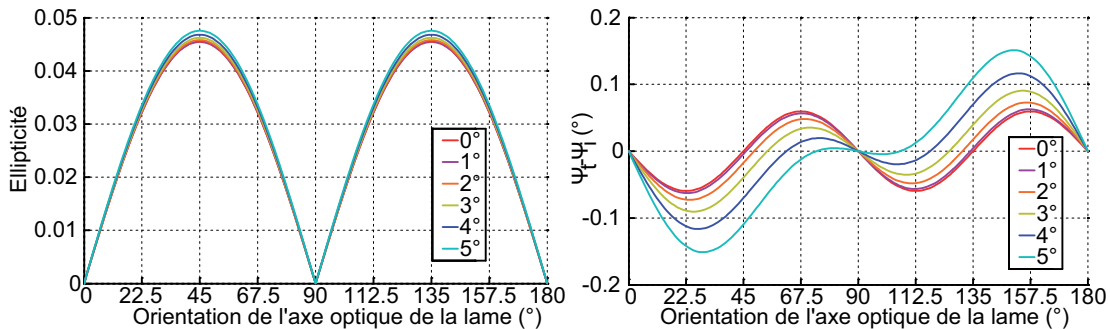


FIGURE IV.36: Comparaison de l'ellipticité et de l'azimut introduit par la lame PILOT en fonction de l'azimut de l'état incident, pour différents angles d'inclinaison  $\theta$  du faisceau incident dans le plan Oyz, à 240  $\mu\text{m}$ .

avec l'angle d'incidence, la distance parcourue par le faisceau dans la lame étant fonction de l'angle d'incidence. En ce qui concerne l'azimut de l'état de polarisation transmis, l'angle d'incidence modifie la position et la valeur des minima et maxima sauf dans le cas où le champ projeté dans le repère de la lame est perpendiculaire ou parallèle à l'axe optique de la lame.

### IV.2.5 Le polariseur et les filtres à grilles

Deux types de composants sont basés sur l'utilisation de grilles de conducteurs dans le système optique PILOT : les filtres et le polariseur. Ces composants ont été réalisés par l'Université de Cardiff. J'indique ici quelques propriétés de ce type de composants.

#### IV.2.5.1 Polariseur à grille

Les polariseurs à grille sont constitués de fils ou bandes de conducteurs régulièrement espacés (figure IV.37). Les fils conducteurs peuvent être directement tendus sur un cadre (cas du polariseur utilisé pour la caractérisation de l'instrument intégré). Dans le cas de l'analyseur du système optique, le réseau de conducteurs est constitué de bandes métalliques, réalisée par photolithographie sur un substrat diélectrique. Je ne considère par la suite que le cas des bandes métalliques. Le conducteur est de plus supposé parfait et d'épaisseur nulle.

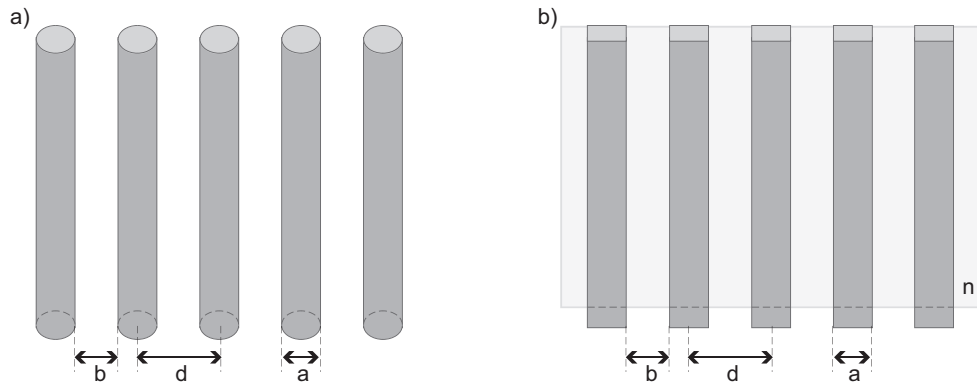


FIGURE IV.37: Représentation schématique d'un polariseur à grille a) constitué de fils, b) de bandes métalliques.

Les propriétés en réflexion et en transmission de ce type de composant sont fonction de la géométrie de la grille soit le diamètre  $a$  des bandes et le pas  $d$  de la grille ainsi que de l'indice  $n$  du substrat utilisé. On note  $b$  l'espacement entre les bandes soit :  $b = d - a$ . En incidence normale, si  $d < \lambda$ , les coefficients de transmission de la grille  $T_{par}$  et  $T_{per}$ , respectivement pour la composante du champ électrique parallèle et perpendiculaire aux fils, sont défini par (Auton (1967), Marcuvitz (1951)) :

$$T_{par} = \frac{4nx^2}{(1+n)^2x^2 + 1} \quad (IV.79)$$

$$T_{per} = \frac{4}{(1+n)^2 + (4x)^2},$$

avec :

$$x = \frac{d}{\lambda} \left[ -\log(\sin B) + \frac{Q \cos^4 B}{1 + Q \sin^4 B} + \frac{1}{16} \left( \frac{d}{\lambda} \right)^2 (1 - 3 \sin^2 B)^2 \cos^4 B \right]. \quad (\text{IV.80})$$

On note  $\alpha$  le diamètre  $a$  des fils pour  $T_{par}$  et l'espacement  $b$  entre les fils pour  $T_{per}$  :

$$B = \frac{\pi \alpha}{2d}. \quad (\text{IV.81})$$

Q est défini par :

$$Q = \left( 1 - \frac{d^2}{\lambda} \right)^{-1/2} - 1. \quad (\text{IV.82})$$

Le coefficient de réflexion se déduit de l'équation IV.79 avec  $R = 1 - T$ .

Dans le cas de polariseur réalisé par photolithographie, le substrat est choisit de façon à ce que son indice de réfraction soit le plus proche possible de 1, de façon à optimiser les caractéristiques du polariseur. Il est de plus possible de déposer un anti-reflet entre le substrat et la grille, ce qui permet l'obtention de caractéristiques équivalentes à un polariseur à fils tendus sur un cadre (Auton, 1967).

Si  $d \ll \lambda$ , alors le coefficient de transmission  $T_{par}$  tend vers 0, le comportement de la grille est alors proche de celui d'un polariseur parfait (figure IV.38). De plus, si l'indice  $n$  du substrat tend vers 1 et que le diamètre  $a$  des fils est égal à l'espacement  $b$  entre les fils, alors le coefficient de réflexion de la composante perpendiculaire du champ est égal au coefficient de transmission de la composante parallèle. Le polariseur ayant alors des caractéristiques équivalentes en transmission et en réflexion, il peut donc être utilisé en lame séparatrice pour analyser simultanément deux directions orthogonales d'état de polarisation.

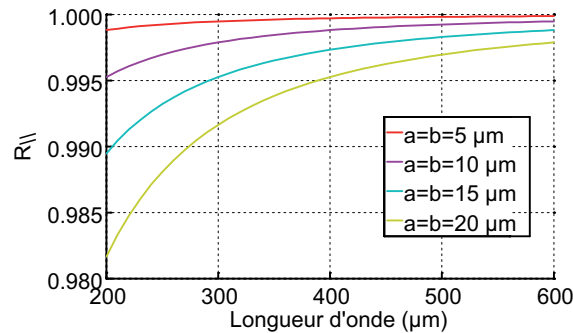


FIGURE IV.38: Variation du coefficient de réflexion de la composante du champ parallèle aux fils de la grille, en fonction de la longueur d'onde, pour une incidence normale (calcul effectué à  $240 \mu\text{m}$ , substrat d'indice  $n = 1$ ).

De façon plus générale, un état de polarisation incident quelconque sera décomposé en deux états de polarisation linéaire orthogonaux, orientés respectivement parallèlement et perpendiculairement aux fils du polariseur. L'état de polarisation réfléchi sera alors obtenu, en considérant pour chaque composante, l'amplitude du champ incident et le coefficient de réflexion correspondant (figure IV.39).

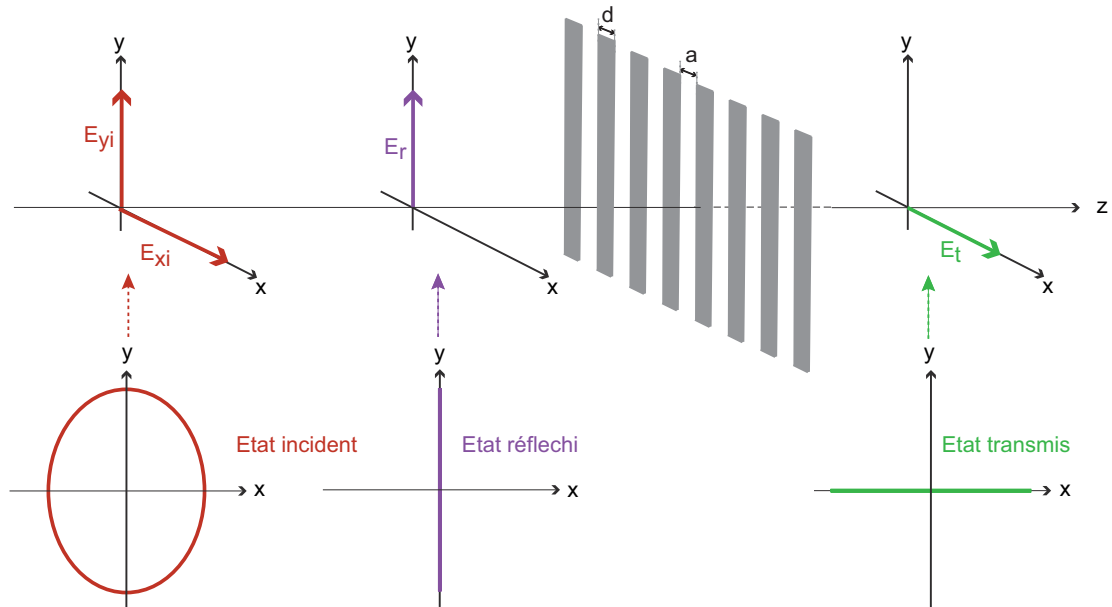


FIGURE IV.39: Représentation schématique de la transmission et de la réflexion d'un état de polarisation quelconque par un polariseur à grille, lorsque le pas de la grille est très petit devant la longueur d'onde.

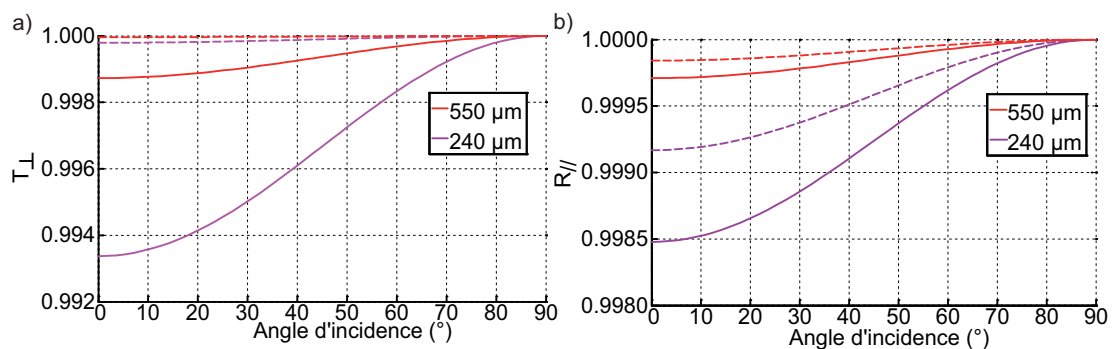


FIGURE IV.40: Variation du coefficient de a) de transmission de la composante perpendiculaire, b) de réflexion de la composante du champ parallèle aux fils de la grille, en fonction de l'angle d'incidence pour une grille telle que  $a = b = 5 \mu\text{m}$  à 240 et 550  $\mu\text{m}$ , avec un substrat d'indice  $n = 1$  (trait en pointillés) et d'indice  $n = 1.83$  (trait plein).



Dans le cas de PILOT, le polariseur est incliné à  $45^\circ$ , orientation nécessaire à son utilisation en lame séparatrice de faisceau. De plus, il est utilisé en faisceau convergent. Pour un angle d'incidence  $\theta$  quelconque, si le pas de la grille  $d$  est petit devant la longueur d'onde, alors on peut calculer les coefficients de transmission et de réflexion de la grille à partir des équations IV.79 en substituant  $\lambda$  par  $\lambda/\cos(\theta)$ .

La figure IV.40 présente la variation du coefficient de réflexion de la composante parallèle et de transmission de la composante perpendiculaire du champ électrique, en fonction de l'angle d'incidence, pour une grille dont les paramètres géométriques sont ceux du polariseur PILOT, à 240 et 550  $\mu\text{m}$ . Le substrat utilisé dans notre cas est du mylar d'indice  $n=1.83$  (Lamb, 1996). Le substrat a tendance à diminuer le coefficient de transmission et de réflexion respectivement de la composante parallèle et perpendiculaire du champ, avec un effet plus marqué sur le coefficient de transmission. A 240  $\mu\text{m}$ , en incidence normale, l'écart entre le coefficient de transmission et de réflexion est de l'ordre de 0.5 %. A  $45^\circ$ , cet écart n'est plus que de 0.2 %. Les caractéristiques du polariseur PILOT sont donc très proches d'un polariseur parfait.

#### IV.2.5.2 *Filtres constitués de plusieurs grilles*

Les caractéristiques des grilles sont fonction du ratio entre le diamètre  $a$  des conducteurs et le pas  $d$  de la grille. Comme indiqué sur la figure IV.41 a) et comme vu au IV.2.5.1, les propriétés en transmission et en réflexion sont équivalente lorsque le ration  $a/d = 0.5$ .

Dans le cas où le diamètre des fils est grand devant l'espacement entre les fils, la grille est dite capacitive et se comporte comme un filtre passe bas (figure IV.41 et IV.42). Si au contraire le diamètre des fils est petit devant l'espacement entre les fils, la grille est dite inductive et se comporte comme un filtre passe bas.

Les courbes de transmission de la composante parallèle et perpendiculaire sont de plus complémentaires en fonction du rapport  $a/d$  : si pour  $a/d = \alpha$ , on note  $T_{par} = \beta$  alors pour  $a/d = 1 - \alpha$ , on a  $T_{per} = 1 - \beta$  (figure IV.41 a)). Ainsi une grille présentant à la fois les propriétés géométriques d'une grille capacitive et inductive est dite résonnante et se comporte comme un filtre interférentiel (figure IV.42).

En superposant plusieurs grilles, il est possible d'ajuster la bande passante d'un filtre. Par exemple, dans le cas de l'utilisation de deux grilles (figure IV.43 a)), espacées d'une distance  $s$ , de même caractéristiques mais dont l'orientation des fils entre la première et la deuxième grille fait un angle  $\Delta$ , les coefficients de transmission et de réflexion de la grille sont définis par (Thourel (1988), Saleh (1974b), Saleh (1974a)) :

$$R = \left| \frac{\sin^2 \Delta}{\exp(2j\phi) - \cos^2 \Delta} \right|^2 \quad (\text{IV.83})$$

$$T = \left| j \frac{2\sin\phi - \cos\Delta}{\exp(j2\phi) - \cos^2 \Delta} \right|^2,$$

avec  $\phi = 2\pi s/\lambda$  le déphasage introduit par le filtre entre le champ incident et transmis.

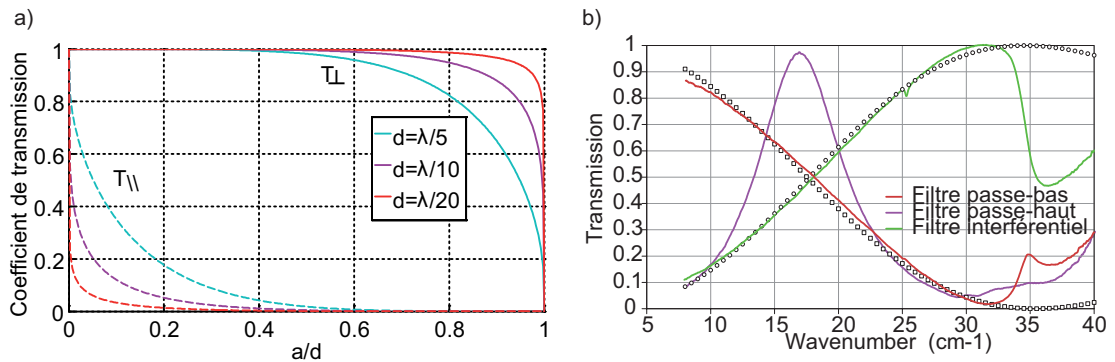


FIGURE IV.41: a) Variation des coefficients de transmission de la composante parallèle et perpendiculaire en fonction du rapport entre le diamètre  $a$  des conducteurs et le pas  $d$  de la grille, avec  $n = 1$  ; b) Variation de la transmission en fonction de la longueur d'onde pour une grille inductive, capacitive et résonnante de pas respectivement égal à 288, 288 et 330  $\mu\text{m}$  (figure extraite de Ade et al. (2006)).

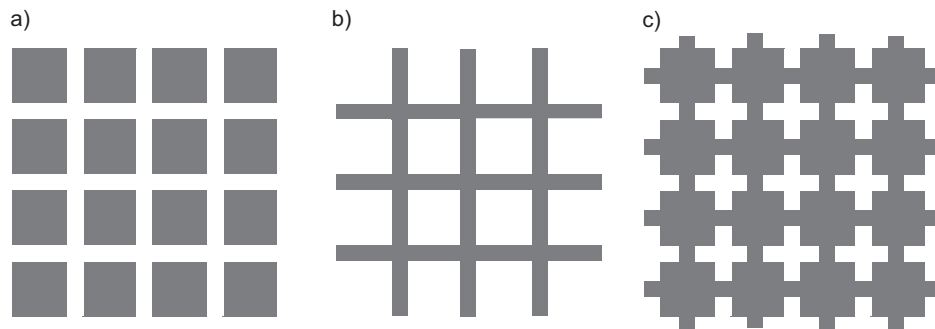


FIGURE IV.42: Représentation schématique d'une grille a) capacitive, b) inductive, c) résonnante.

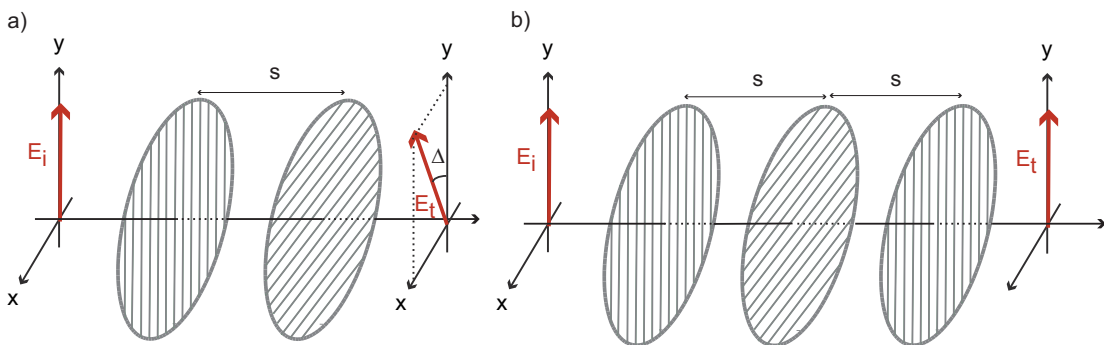


FIGURE IV.43: Représentation schématique de la transmission du champ électrique par la superposition a) de deux grilles, b) de trois grilles.

Avec deux grilles, le champ électrique transmis fait un angle  $\Delta$  avec le champ électrique incident. De plus le coefficient de transmission ne peut être égal à 1 que dans le cas où  $s=0$  (figure IV.44 a)).

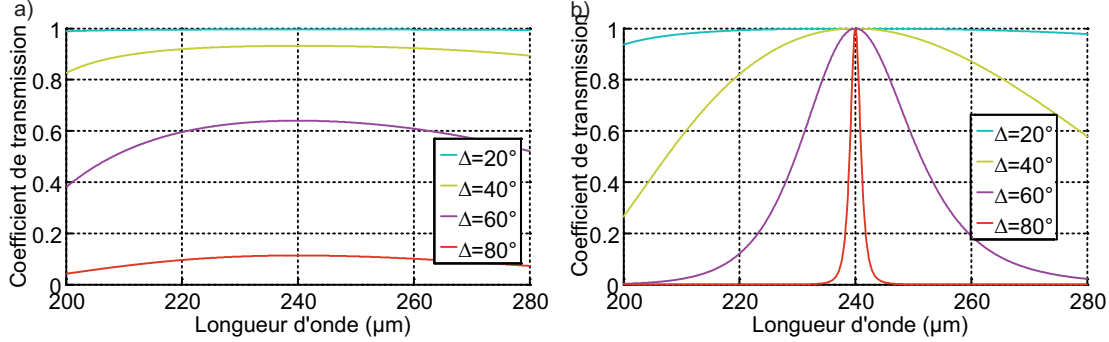


FIGURE IV.44: Exemples de courbes de transmission obtenues pour des filtres constitués de a) deux grilles, b) trois grilles, les caractéristiques des filtres considérés sont ceux présentés sur la figure IV.43 avec  $k = 3$  et  $\lambda = 240 \mu\text{m}$ .

Pour obtenir un coefficient de transmission égal à 1, trois grilles sont au minimum nécessaires. Pour trois grilles de même caractéristiques géométriques, dont l'orientation de la grille intermédiaire fait un angle  $\Delta$  avec les deux autres grilles (figure IV.43 b)), le coefficient de transmission du filtre est alors défini par :

$$T = \left| \frac{1}{1 + \tan^4 \Delta \cotan^2 \phi} \right|^2. \quad (\text{IV.84})$$

Le coefficient de transmission du filtre est alors égal à 1 lorsque  $\cotan^2 \phi = 0$ . Cette condition est obtenue pour une distance  $s$  entre les grilles telle que :  $s = (2k - 1)\lambda/4$  avec  $k$  un entier. Il n'y a alors plus de rotation du plan de polarisation entre le champ incident et transmis. La bande passante du filtre est alors défini par :

$$B_k = \frac{4}{(2k - 1)\pi} \arctan(\cotan^2 \Delta). \quad (\text{IV.85})$$

L'orientation  $\Delta$  de la deuxième grille par rapport aux deux autres grilles permet d'ajuster la bande passante du filtre ainsi obtenu. Plus  $\Delta$  est grand et plus la bande passante est faible (figure IV.44). Trois grilles au moins sont donc nécessaires dans ce cas, pour obtenir une transmission de 1 à la longueur d'onde centrale d'optimisation du filtre.

Les filtres à grilles utilisés dans le cadre du projet PILOT ont été réalisés par l'Université de Cardiff. La figure IV.45 a) présente schématiquement la méthode d'assemblage utilisée. L'espacement entre les grilles est dans notre cas assuré par un diélectrique, le polyéthylène. La figure IV.45 b) présente un exemple de courbes de transmission obtenues avec des filtres à grilles passe bas utilisant un substrat en polyéthylène.

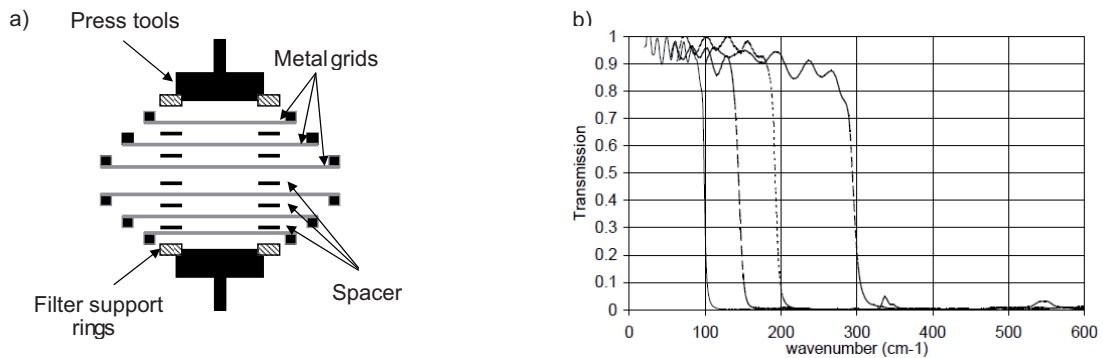


FIGURE IV.45: a) Représentation schématique de l'assemblage d'un filtre constitué de plusieurs grilles, l'espace entre les grilles est généralement assuré par un diélectrique de type mylar ou polypropylène ; b) Exemples de courbes de transmission obtenues avec des filtres à grilles de type passe bande utilisant un substrat en mylar (figures extraites de Ade et al. (2006)).

#### IV.2.6 Synthèse

J'ai présenté dans cette partie la méthodologie de calculs utilisée pour définir les caractéristiques d'un état de polarisation transmis ou réfléchi par un composant.

Dans le cas des miroirs et des lentilles, ces caractéristiques sont estimées à partir des coefficients de Fresnel, en considérant séparément les composantes parallèles et perpendiculaires au plan d'incidence. A nos longueurs d'onde d'étude, les miroirs ont un comportement proche d'un métal parfait avec un coefficient de réflexion d'environ 99.5 % en incidence normale. Les variations de ce coefficient en fonction de l'angle d'incidence sont faibles, avec un écart inférieur à 0.3 % entre les composantes parallèles et perpendiculaires du champ, pour des angles d'incidence compris entre 0 et 40°. Le déphasage introduit entre les composantes parallèles et perpendiculaires du champ est inférieur à 0.15° pour des angles d'incidence compris entre 0 et 40°.

Les lentilles n'introduisent pas de déphasage entre les composantes parallèles et perpendiculaires du champ, le substrat étant un diélectrique. L'écart de coefficient de transmission entre les composantes parallèle et perpendiculaire est de l'ordre de 6 % pour un angle d'incidence de 30°, pour la face d'entrée de la lentille. Les lentilles vont donc avoir tendance à faire tourner le plan de polarisation d'une onde polarisée. La rotation du plan de polarisation est de 0.4°, pour la face d'entrée de la lentille et pour un angle d'incidence de 30°.

Dans le cas de la lame demi-onde, le champ électrique doit être décomposé dans le repère de la lame. Ce repère est défini par les axes neutres de la lame et la perpendiculaire au plan passant par les axes neutres. Cette décomposition permet de calculer la rotation du plan de polarisation et l'ellipticité induite sur un état de polarisation par transmission dans la lame. L'épaisseur de la lame est optimale pour les deux longueurs d'onde d'étude de PILOT, avec un écart de déphasage par rapport à une lame demi-onde théorique de l'ordre de 0.9° en incidence normale.

Le polariseur est constitué de bandes de fils conducteurs déposés sur un substrat en mylar. La décomposition du champ se fait dans ce cas dans le repère du polariseur, défini par la direction parallèle et perpendiculaire aux fils. A 240  $\mu\text{m}$ , en

incidence normale, l'écart entre le coefficient de transmission et de réflexion est de l'ordre de 0.5 %. A 45°, cet écart n'est plus que de 0.2 %. Les caractéristiques du polariseur PILOT sont donc très proches d'un polariseur parfait. Les filtres utilisés dans l'instrument PILOT sont constitués de superposition de grilles de fils conducteur. La géométrie de ces grilles est optimisée de façon à obtenir des caractéristiques quasi-constante sur la bande passante utilisée.

### IV.3 Propagation d'états de polarisation dans le système optique

Dans la partie IV.2, j'ai présenté les caractéristiques des interfaces optiques du système PILOT, obtenus par calcul analytique, en considérant un rayon et une interface plane. Pour l'étude du système réel, il est nécessaire de prendre en compte la géométrie du faisceau et la forme des composants, de façon à déterminer les modifications de l'état de polarisation incident par le système optique. Ces estimations peuvent évidemment être effectuées de façons analytique, comme présenté en IV.2 dans le cas d'interface plane. Cependant, ces calculs devenant rapidement très complexes, il est préférable dans le cas de l'étude d'un système complet, d'utiliser un logiciel type Zemax, qui permet de prendre en compte la géométrie des composants et du faisceau.

Les calculs dans cette partie, on ainsi été effectué à l'aide du logiciel Zemax, suivant la méthodologie présentée au IV.2. La modélisation du système sous Zemax inclue l'ensemble des caractéristiques optiques mesurées sur les miroirs et les lentilles. L'indice du substrat des miroirs n'est pas connu au delà de 200  $\mu\text{m}$ . On sait cependant que le coefficient de réflexion est de l'ordre de 99.5 % en incidence normale. Ce coefficient varie de plus très peu en fonction de l'angle d'incidence. J'ai donc choisi de définir directement le coefficient de réflexion des miroirs comme une constante égale à 99.5 %.

Pour les lentilles et la lame demi-onde, les indices des substrats sont connus à nos longueurs d'onde et température d'utilisation, ils sont donc définis dans la modélisation. Les filtres sont représentés par des dioptries plans, d'épaisseur égale à celui des filtres. L'indice utilisé est celui du substrat des filtres.

Dans un premier temps, je présente l'effet de la forme de la surface sur la réflexion ou la transmission du champ électrique. Je définis également le repère dans lequel sont observés les états de polarisation du faisceau considéré. Des états de polarisation linéaire, d'azimut variable sont ensuite propagé dans le système. J'indique après chaque sous-système, les modifications induites sur l'état de polarisation incident.

#### IV.3.1 Rotation du plan de polarisation par une surface quadrique

Le miroir primaire, le miroir secondaire et les lentilles sont des surfaces quadriques. Une surface plane étant de plus une surface quadrique de rayon infini, les résultats présentés sont donc transposables à l'ensemble des composants du système optique.

Je considère une surface quadratique utilisée en réflexion, de même caractéristiques que le miroir primaire mais de révolution autour de l'axe optique. Pour obtenir les mêmes angles maximum d'incidence que le miroir primaire, le diamètre est choisi égal à 2200 mm. Le schéma optique est présenté sur la figure IV.46 a), avec en gris la surface parabolique de révolution, en rouge la position du miroir primaire sur cette quadrique de révolution. Je ne considère ici que le faisceau parallèle à l'axe optique Oz que j'appellerai par la suite champ n°1.

Le coefficient de réflexion du miroir est défini par une constante. Le comportement observé est donc uniquement dû à la forme de la surface considérée. Sur la figure IV.46 b), j'indique les états de polarisation avant et après réflexion sur le miroir, ainsi que les plans dans lesquels ils sont observés. Ces plans sont perpendiculaires à l'axe optique Oz. Leurs positions suivant cet axe sont quelconques. Il est

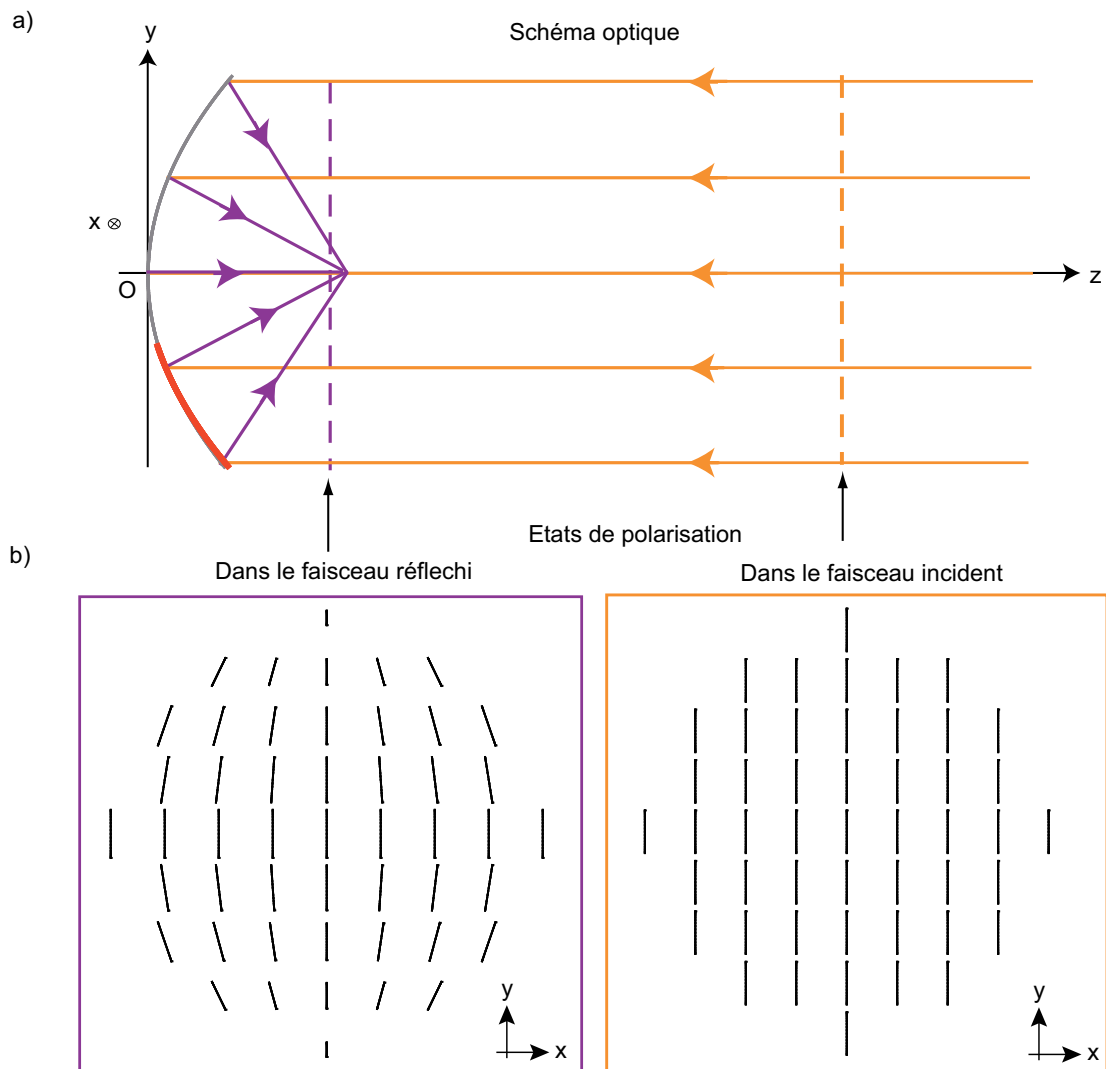


FIGURE IV.46: États de polarisation obtenus après réflexion sur le miroir primaire : a) schéma optique considéré avec en orange le faisceau incident, en violet le faisceau réfléchi, la portion correspondant au miroir primaire est représentée en rouge ; b) états de polarisation observés dans les plans d'observation présentés sur la figure a) en pointillés.

juste nécessaire qu'ils se situent respectivement dans le faisceau incident et réfléchi.

Suivant l'axe  $x$ , il n'y a pas de modification de l'état de polarisation. Suivant l'axe  $y$ , on conserve une polarisation linéaire mais la projection du vecteur champ électrique dans le plan d'observation décroît lorsque l'on s'éloigne de l'axe optique.

Pour expliquer ce comportement, j'ai représenté schématiquement sur la figure IV.47, la propagation du champ électrique dans le plan  $Oyz$ . L'état de polarisation observé correspond à la projection du champ électrique dans le plan d'observation, représentée en rouge. Dans ce plan, la norme de la projection varie en fonction de l'angle d'incidence. Au contraire, dans le plan  $Oxz$ , le champ étant alors parallèle au plan d'observation, elle est constante.

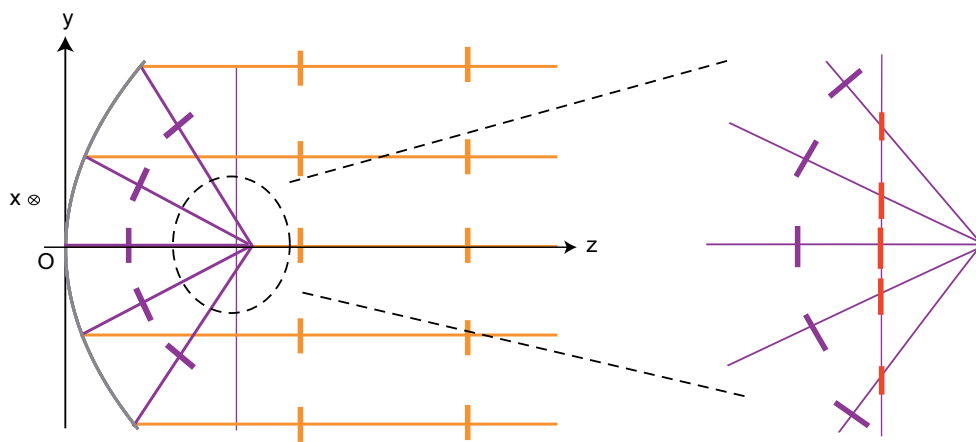


FIGURE IV.47: Propagation du champ électrique dans le plan  $Oyz$  et projection dans le plan d'observation, pour le schéma optique présenté sur la figure IV.46.

En dehors des plans de symétrie  $Oyz$  et  $Oxy$ , correspondant respectivement aux plans parallèle et perpendiculaire à la direction de propagation du champ, le plan de polarisation est incliné. Cette orientation est liée à la direction de chaque faisceau réfléchi, comme le montre la figure IV.48. Si la projection du vecteur unitaire, indiquant la direction du faisceau réfléchi dans le plan  $Oxy$ , est orienté dans le sens direct (resp. indirect) du repère, le plan de polarisation tourne également dans le sens direct (resp. indirect).

L'orientation de ces vecteurs indiquerait également le sens de rotation des ellipses, observables sur un miroir de même caractéristiques optiques, mais constitué d'un matériau très absorbant comme présenté sur la figure IV.49. Si on considérait une polarisation incidente linéaire, mais cette fois ci orientée suivant l'axe  $Ox$ , le résultat obtenu serait le même que sur la figure IV.46 b), avec des axes  $x$  et  $y$  inversés.

Le comportement observé sur cette modélisation du miroir primaire est évidemment représentatif de la modification induite par une surface quadrique quelconque, pour l'état de polarisation et l'orientation du faisceau considéré. L'état de polarisation d'un rayon réfléchi hors des axes de symétrie de la surface quadrique, aura un plan de polarisation incliné par rapport à l'état de polarisation incident. Plus le rayon est réfléchi loin des axes de symétrie de la surface, plus cette inclinaison est importante.

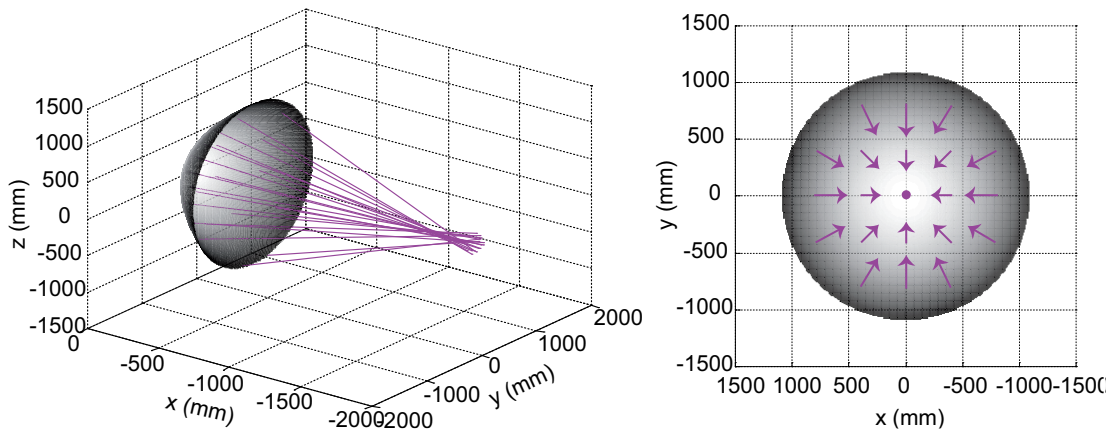


FIGURE IV.48: a) Visualisation des faisceaux réfléchis par le miroir (équivalent de la figure IV.46 a) mais en 3 dimensions) ; b) projection des vecteurs unitaires indiquant la direction de chaque faisceau réfléchi dans le plan Oxy.

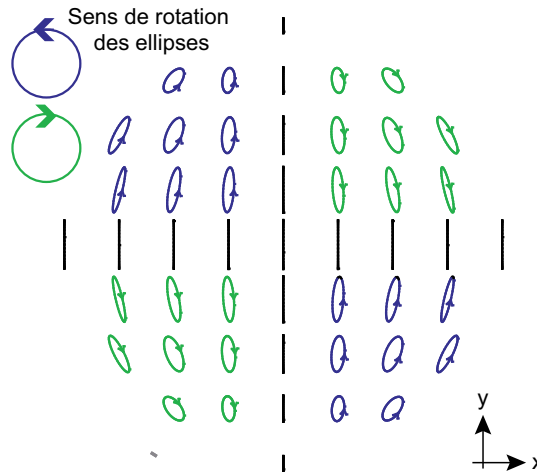


FIGURE IV.49: Etat de polarisation qui serait observé dans le plan focal du miroir, si celui-ci était constitué d'un matériau très absorbant d'indice  $n_t = 0.001 + 0.1i$ .

On peut également transposer ce résultat au cas des composants utilisés en transmission, la seule différence étant alors la dépendance de l'angle de réfraction à l'indice du matériau utilisé. Cet exemple sur la réflexion par une surface quadrique, est donc un support à la compréhension de la propagation de l'état de polarisation pour l'ensemble des composants du système optique.

Le repère de référence est celui du miroir primaire Oxyz. Dans le cas du miroir primaire, comme vu dans l'exemple ci-dessus, le plan d'observation considéré est perpendiculaire à l'axe z, indiquant la direction de propagation du faisceau et contenu dans le plan Oxy qui est parallèle au plan focal du miroir primaire.

Pour les autres composants, le repère d'observation est un repère local. Ce repère est dans tous les cas perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau et parallèle au plan focal de chaque composant. Son orientation autour de l'axe Oz se déduit du repère de référence. Par exemple, pour le miroir secondaire, le repère local d'observation est obtenu par rotation d'un angle  $r$  autour de l'axe Oz,  $r$  étant



l'angle entre l'axe Oz incident et réfléchi par le miroir secondaire.

Ce repère local, lié à la direction de propagation du faisceau, permet une comparaison directe entre l'état de polarisation incident sur le miroir primaire et l'état de polarisation réfléchi ou transmis par le composant. Pour chaque plan d'observation, une carte des états de polarisation, telle que celle présentée sur la figure IV.46 b), est calculé par le logiciel Zemax. Cette carte contient, pour chaque faisceau, les caractéristiques de l'état de polarisation associé : les amplitudes  $A_x$  et  $A_y$  du champ suivant les axes Ox et Oy du repère d'observation ainsi que le déphasage  $\phi$  entre ces composantes (figure IV.50). On peut donc calculer pour chaque faisceau, la rotation et l'ellipticité de l'état de polarisation.

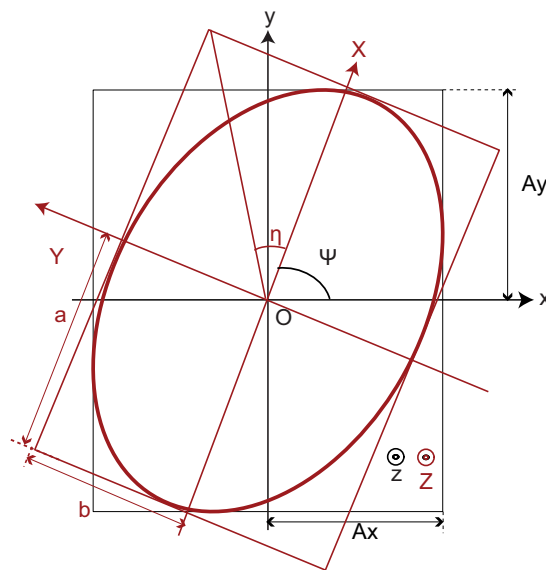


FIGURE IV.50: Paramètres de l'ellipse de polarisation dans le repère d'observation local Oxyz.

### IV.3.2 Le télescope

Les filtres ainsi que la fenêtre d'entrée du cryostat sont situés entre le miroir primaire et le miroir secondaire. Ces filtres et cette fenêtre vont avoir un impact sur les performances du télescope. Je considère donc dans un premier temps le télescope seul puis avec les filtres et la fenêtre.

#### IV.3.2.1 Cas d'un état de polarisation incident linéaire, orienté suivant le plan de symétrie du miroir primaire

Le télescope respecte la condition dite de Mizuguchi Dragone (cf. II.1.1.1), soit une combinaison d'angle et de forme entre les deux miroirs, de façon à minimiser la polarisation instrumentale. L'effet de cette configuration est particulièrement visible quand on compare l'état de polarisation obtenu après réflexion par le miroir primaire et au foyer du télescope.

La figure IV.51 présente la carte des états de polarisation obtenue après le miroir primaire et au foyer du télescope, pour chaque rayon du faisceau considéré.

L'état de polarisation incident est toujours celui présenté sur la figure IV.51. Après réflexion sur le miroir primaire, la carte obtenue, pour l'ensemble des rayons du faisceau, correspond à une portion décentrée de la carte présentée sur la figure IV.46 b).

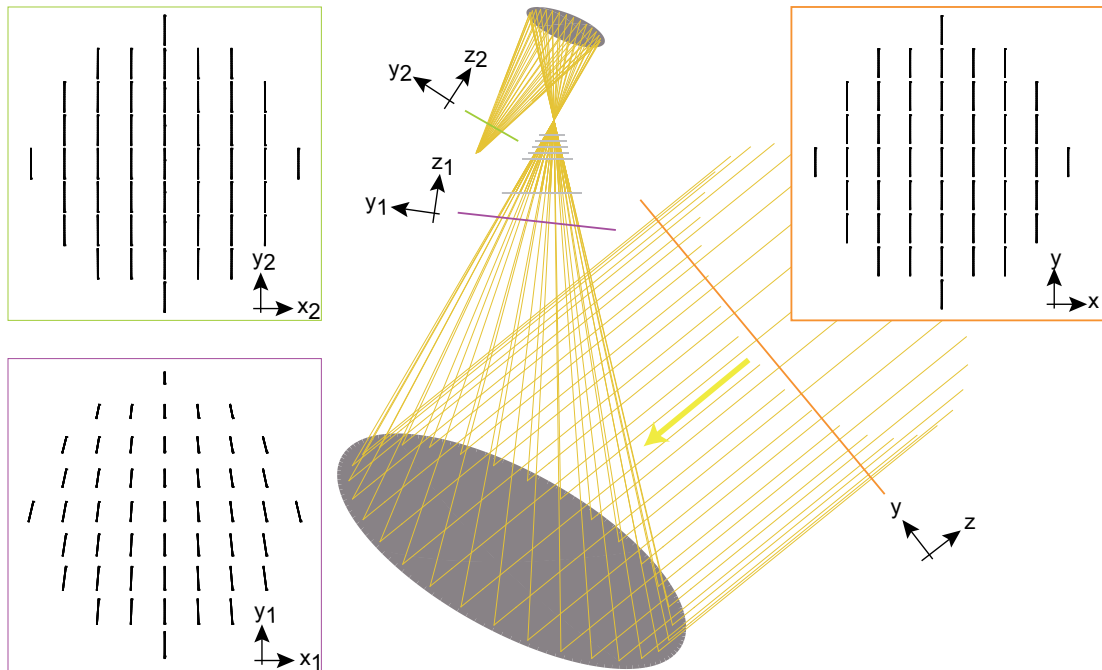


FIGURE IV.51: Etats de polarisation observés après réflexion sur le miroir primaire et sur le télescope, pour un faisceau incident parallèle à l'axe optique du miroir primaire; l'état de polarisation incident est perpendiculaire au faisceau incident et orienté suivant l'axe de symétrie du miroir primaire comme présenté sur la figure IV.46.

L'inclinaison maximale de l'état de polarisation après réflexion sur le miroir primaire est de  $16^\circ$  et est obtenue pour les rayons les plus éloignés de l'axe de symétrie. En sortie du télescope, cette inclinaison maximale de l'état de polarisation n'est plus que de  $0.5^\circ$ .

Les miroirs primaire et secondaire sont hors axe mais leurs axes de symétrie sont suivant l'axe  $Oy$  (axes  $Oy_1$  et  $Oy_2$ , figure IV.51). Les états de polarisation obtenus après réflexion par le miroir secondaire sont ainsi symétriques par rapport à l'axe  $Oy$  de symétrie du miroir primaire. L'état de polarisation incident est ainsi conservé par réflexion sur ces miroirs, la rotation moyenne du plan de polarisation par réflexion est nulle.

Ce constat n'est valable que pour l'angle d'incidence considéré, soit un angle d'incidence nul par rapport à l'axe optique du miroir. La figure IV.52 présente la rotation du plan de polarisation en fonction du point du champ observé, dans le plan focal du télescope. Les points du champ considérés sont ceux présentés sur la figure IV.53.

L'azimut de l'état de polarisation indiqué sur la figure IV.52 pour le champ n°1, soit un angle d'incidence nul sur le miroir primaire, correspond à la moyenne

des états de polarisation présentés sur la figure IV.51 au foyer du télescope. Deux représentations du résultat obtenu sont présentés sur cette figure. La figure de gauche représente les états de polarisation, la rotation du plan a été multiplié par 20 de façon à mieux visualiser les différences d'orientation. La figure de droite est une interpolation des résultats présentés sur la figure de gauche, sur l'ensemble des points du champ. Cette dernière représentation sera celle utilisée par la suite. Les angles sont orientés dans le repère local d'observation.

La rotation du plan de polarisation est nulle pour tous les points du champ pour lesquels la projection de l'état de polarisation incident est orientée suivant l'axe de symétrie du miroir primaire (coordonnée du champ X nulle sur la figure IV.52). Dans le cas contraire, la rotation du plan de polarisation est non nulle et à pour valeur maximale  $1.5^\circ$  en bord de champ.

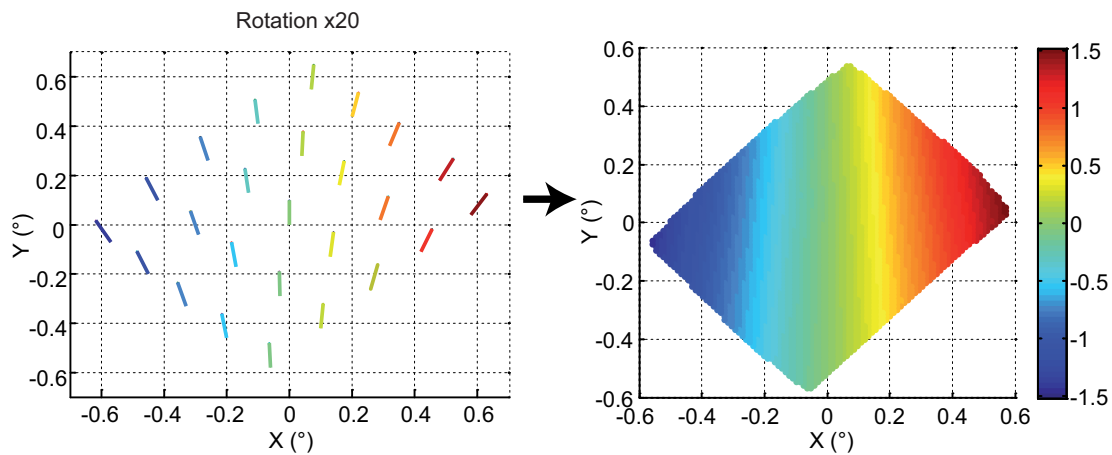


FIGURE IV.52: Orientation du plan de polarisation, après réflexion du faisceau par le télescope, en fonction du point du champ observé; les deux figures présentent le même résultat : à gauche les vecteurs dont la rotation est multipliée par 20 pour le visuel de la figure, à droite interpolation des angles de rotation sur l'ensemble du plan focal du télescope.

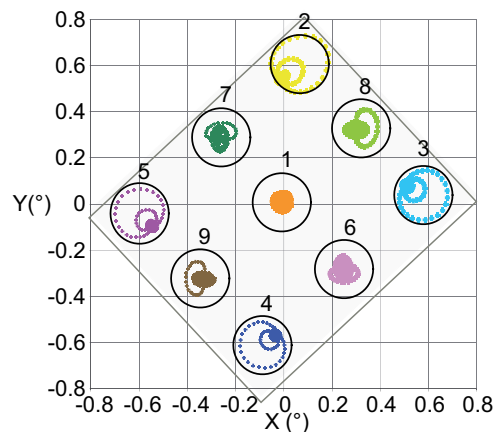


FIGURE IV.53: Positions des 9 points du champ considérés.

La carte de rotation des plans de polarisation est de plus symétrique par rapport à l'axe de symétrie du miroir primaire : les points du champ tel que  $X < 0^\circ$  (resp.  $X > 0^\circ$ ) sont orientés dans le sens indirect (resp. direct).

#### IV.3.2.2 Cas d'un état de polarisation incident linéaire, orienté de façon quelconque

Les cartes présentées précédemment ne sont valables que pour l'état de polarisation orienté suivant le plan de symétrie du miroir primaire. Les effets observés au foyer du télescope sont en effet fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident. Cette orientation est définie dans le repère de référence (figure IV.54). Un angle nul correspond ainsi à un état de polarisation orienté suivant l'axe Ox du miroir primaire. Un angle de  $90^\circ$  est lui orienté suivant l'axe Oy, soit suivant l'axe de symétrie du miroir primaire.

La figure IV.55 a) présente la variation de la rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation linéaire incident pour 9 points du champs (figure IV.53). Le cas d'une orientation de  $90^\circ$  correspond aux résultats présentés dans la partie précédente. Lorsque les états de polarisation incident ne sont plus orientés suivant les axes de symétrie du miroir primaire, la rotation du plan de polarisation au foyer du télescope augmente légèrement.

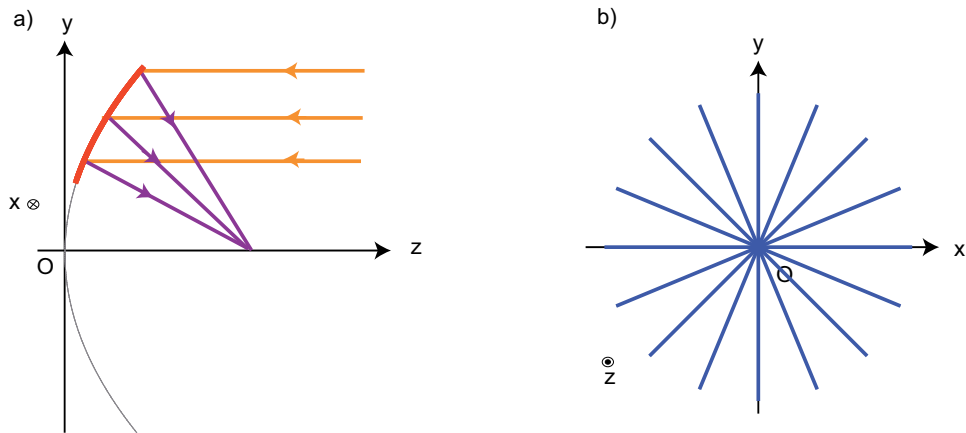


FIGURE IV.54: a) Représentation du repère du miroir primaire dans lequel l'orientation de l'état de polarisation incident est défini ; b) Orientation de l'état de polarisation incident considéré.

Les variations observées en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident sont cependant faibles et n'excèdent pas  $0.1^\circ$  (figure IV.55 b)). Ces variations sont dûs uniquement à la projection du champ électrique dans le repère d'observation, le coefficient de réflexion du miroir étant défini par une constante dans la modélisation.

En conditions de vol, l'espacement et l'orientation entre les deux miroirs varie en fonction des conditions d'environnement (cf. III.3.4). L'impact des variations maximales estimées est présenté sur la figure IV.56. Les ordres de grandeur obtenus en translation et rotation sont semblables. La configuration du télescope est légèrement plus sensible à une rotation autour de l'axe y. Dans tous les cas, les variations observées n'excèdent pas  $0.2^\circ$ .

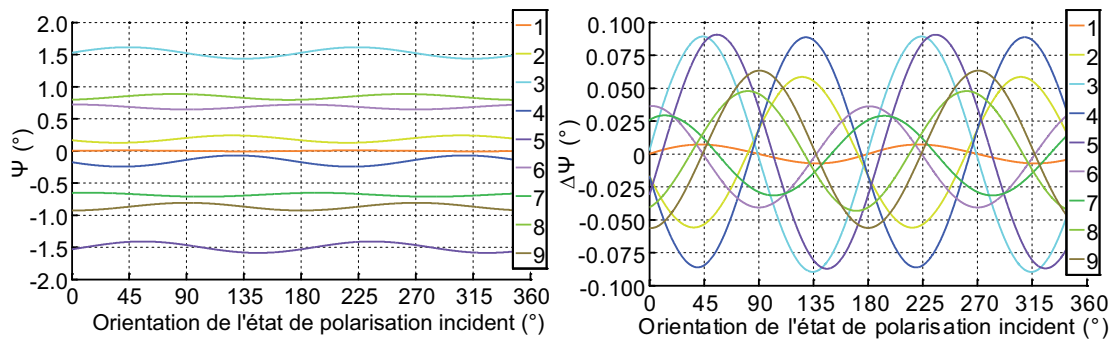


FIGURE IV.55: a) Variation de la rotation du plan de polarisation au foyer du télescope, en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident ; b) Variation autour de la valeur moyenne pour chaque point du champ.

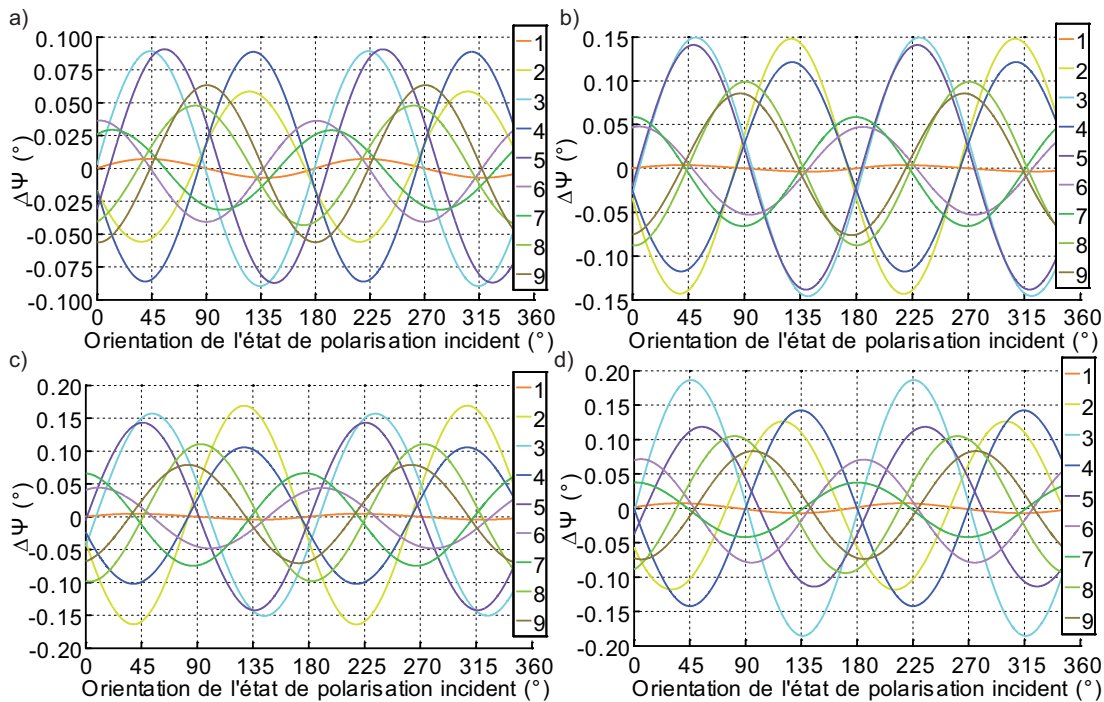


FIGURE IV.56: Variation du  $\Delta\Psi$  autour de la valeur moyenne de  $\Psi$ , en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident, obtenue au foyer du télescope lorsque a) le télescope est en configuration nominale ; b) lorsque la distance entre le miroir primaire et secondaire est augmentée de  $600\ \mu\text{m}$  ; c) et d) lorsque l'orientation entre le miroir primaire et secondaire est modifiée de  $0.06^\circ$  autour de l'axe  $Ox$  (cas c)) et de  $-0.06^\circ$  autour de l'axe  $Oy$  (cas d)) ; courbes obtenues au foyer du télescope.

## IV.3.2.3 Influence des filtres et de la fenêtre d'entrée du photomètre

Les filtres et la fenêtre d'entrée du photomètre induisent une déviation du faisceau entre le miroir primaire et secondaire qui va donc légèrement modifier la configuration du télescope. De plus, le substrat de ces filtres et de la fenêtre est le même que celui des lentilles. Or comme vu au IV.2.2, ce type d'interface peut modifier l'azimut de l'état de polarisation incident. Par exemple pour une incidence de  $20^\circ$ , ordre de grandeur moyen de l'angle d'incidence sur la fenêtre et les filtres, l'interface air-substrat fait tourner le plan de polarisation de  $0.2^\circ$  pour un état de polarisation incident incliné à  $45^\circ$ . Dans les mêmes conditions, l'interface substrat-air induit une rotation de  $0.4^\circ$ . Les variations observées au foyer du télescope sont donc fonction de la projection du champ électrique dans le plan d'observation et de la rotation d'azimut de l'état de polarisation induit par la fenêtre et les filtres.

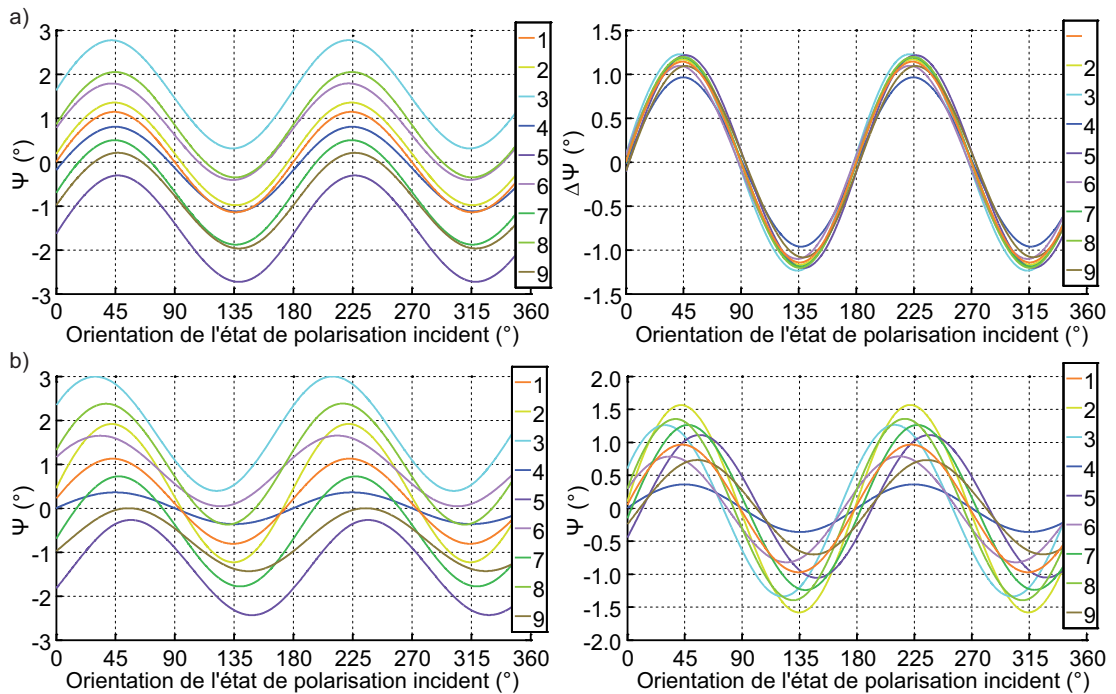


FIGURE IV.57: Variation de la rotation du plan de polarisation  $\Psi$  et du  $\Delta\Psi$  autour de la valeur moyenne de  $\Psi$ , en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident, pour a) le télescope en position nominale, b) avec une orientation entre le miroir primaire et secondaire modifiée de  $-0.06^\circ$  autour de l'axe  $Oy$ ; courbes obtenues au foyer du télescope à  $240 \mu\text{m}$ .

La figure IV.57 a) présente les résultats obtenus au foyer du télescope dans le cas de la fenêtre utilisée en vol, dont l'épaisseur est d'environ  $200 \mu\text{m}$ . Les variations observées au foyer du télescope sont de l'ordre de  $1^\circ$  et sont donc effectivement importantes que celle obtenues avec les miroirs seuls. Elles sont de plus semblables pour l'ensemble des points du champs.

La figure IV.57 b) est similaire à la figure IV.57 a), mais lorsque l'orientation du miroir primaire par rapport au miroir secondaire est modifiée de  $0.06^\circ$  autour de l'axe  $Oy$ . Pour cette rotation, pour laquelle le télescope est le plus sensible, les variations maximales obtenues sont de l'ordre de  $1.5^\circ$ .

La figure IV.57 b) est également représentative de ce qui serait obtenu avec la fenêtre épaisse au sol, dont l'épaisseur est d'environ 3 mm, pour le télescope en configuration nominale. Les performances du télescope dans ce dernier cas ne varient pas de façon significative lorsque l'on translate ou modifie l'orientation du miroir primaire par rapport au miroir secondaire.

Les caractéristiques de l'instrument mesurées au sol seront donc à priori équivalentes au pire cas de mesure en vol pour des états de polarisation orientés à  $45^\circ$  des axes de symétrie du miroir primaire et semblables pour ceux orientés suivant les axes de symétrie.

### IV.3.3 Le système ré-imageur

Chaque lentille est constitué de deux portions de surfaces sphériques, séparées d'une distance  $e$ , comme présenté sur la figure IV.58. L'orientation d'un état de polarisation transmis par une lentille est donc fonction de la forme de chaque surface la constituant ainsi que de son épaisseur. L'objectif étant d'évaluer l'impact des lentilles sur la mesure d'un état de polarisation, je considère ici le cas du télescope sans filtre. Les variations de rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident sont ainsi faibles au foyer du télescope (cf IV.3.2). Il est ainsi possible de mieux observer celles induites par les lentilles.

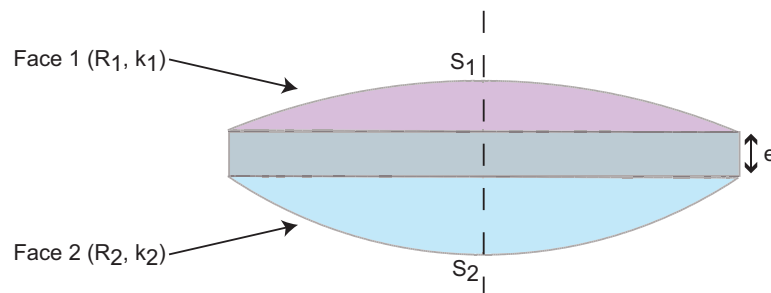


FIGURE IV.58: Représentation schématique d'une lentille, constituée de deux portions de surfaces quadriques, de rayon de courbure  $R_i$  et de constante de conicité  $k_i$ .

#### IV.3.3.1 Cas d'un état de polarisation incident linéaire, orienté suivant le plan de symétrie du miroir primaire

La figure IV.59 b) indique la rotation du plan de polarisation de chaque rayon considéré pour le champ n°1, ainsi que la variation de la rotation en fonction du point du champ observé. Ces rotations sont dues uniquement à la lentille de champs et à la lentille de focalisation, soit la différence entre la rotation obtenue après et avant transmission par la lentille considérée.

L'angle de transmission dans la lentille est fonction de la forme des dioptries. De plus, les lentilles sont de révolution autour de l'axe optique. Les motifs observés sur les cartes de rotation du plan de polarisation, pour le faisceau du champ n°1, sont donc comparables à ceux obtenus sur le miroir primaire (cf. IV.3.1, figure IV.46).

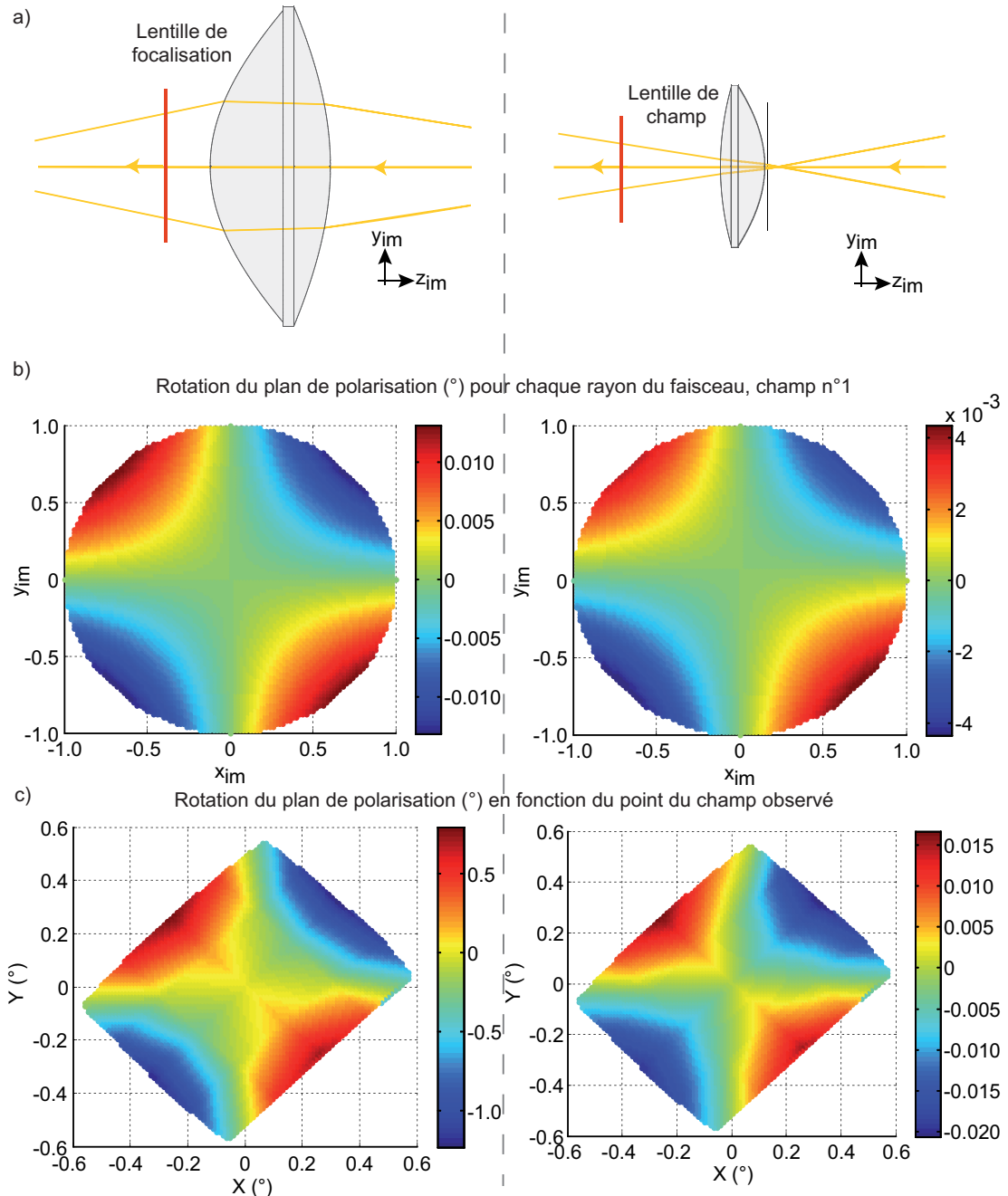


FIGURE IV.59: a) Schéma optique considéré pour la lentille de champ et la lentille de focalisation, les rayons représentés sont ceux du champ n°1 ; b) Rotation du plan de polarisation (°) de chaque rayon considéré pour le champ n°1, induit par la lentille de focalisation (à gauche) et par la lentille de champ (à droite) ; c) Variation de la rotation du plan de polarisation en fonction du point du champ observé, induit par la lentille de focalisation (à gauche) et par la lentille de champ (à droite).



L'amplitude de la rotation est fonction de l'écart de forme entre les surfaces d'entrée et de sortie de la lentille (figure IV.60). De plus, pour un rayon donné, plus la surface est « bombée », plus la rotation est importante. Ces effets sont donc particulièrement visibles quand on compare les cartes du champs n°1, de la lentille de champ et de la lentille de focalisation (figure IV.59 c)).

Pour la lentille de champ, le faisceau du champ n°1 couvre une petite partie de la lentille. Pour ce point du champ, les rotations de plan de polarisation induites par cette lentille sont faibles ( $< 0.0004^\circ$ ) pour l'ensemble des rayons considérés. Pour ce même champ, la surface couverte par les rayons sur la lentille de focalisation est beaucoup plus importante. La face de sortie de cette lentille a de plus une forme quadrique très marquée. La rotation du plan de polarisation induit par cette lentille est de l'ordre de  $0.01^\circ$  pour les rayons les plus éloignés de l'axe optique.

Les cartes obtenues pour l'ensemble des rayons du faisceau correspondant au champ n°1 sont symétriques par rapport aux axes  $Ox_{im}$  et  $Oy_{im}$  du repère d'observation  $Ox_{im}y_{im}z_{im}$  (figure IV.59). Pour ce faisceau, l'état de polarisation n'est pas modifié par transmission. Pour les autres points du champ, cette symétrie n'est plus respectée comme le montre la figure IV.59 c). La rotation maximale du plan de polarisation est de  $1^\circ$  pour la lentille de focalisation et de  $0.02^\circ$  pour la lentille de champ.

#### IV.3.3.2 Cas d'un état de polarisation incident linéaire, orienté de façon quelconque

Les lentilles étant des surfaces quadriques de révolution, les variations de rotations du plan de polarisation oscillent entre deux valeurs de signes opposées mais de valeur absolue proche. Pour la lentille de champ, ces variations n'excèdent pas  $0.25^\circ$ . Pour la lentille de focalisation le maximum est de l'ordre de  $2^\circ$  (figure IV.61).

Les incertitudes de caractéristiques optique, mécaniques et de positionnement des lentilles ne vont pas influencer significativement les résultats présentés sur la figure IV.61. La figure IV.62 présente en effet, les variations de forme observables en faisant varier les constantes de conicité et les rayons de courbure. Les variations utilisées correspondent à l'incertitude de la surface de la lentille considérée pour laquelle les incertitudes sont maximales. Par exemple, pour la lentille de champ, l'incertitude sur le rayon de courbure et la constante de conicité sont respectivement de 0.4 mm et 0.4. Pour la face de sortie, elles sont de 0.1 mm et 0.03 pour la face d'entrée. Les incertitudes maximales de cette lentille sont donc celle de la face de sortie. Ces variations correspondent à celle observées en bord de la surface utile des lentilles soit une valeur maximale de déformée. Dans tous les cas, ces variations sont faibles comparées aux écarts de formes nominaux des lentilles (figure IV.60). De même, les incertitudes d'épaisseur des lentilles ne peuvent excéder quelques dizaine de  $\mu\text{m}$  et les incertitudes sur les rotations autour des axes  $Ox$  et  $Oy$  sont à priori inférieurs à  $0.1^\circ$ .

Les déviations induites sur un faisceau par ces incertitudes sont donc elles aussi faibles. Par exemple, une augmentation de la constante de conicité de la face de sortie de la lentille de focalisation de 0.1 induit une augmentation maximale de  $0.03^\circ$  de la rotation du plan de polarisation.

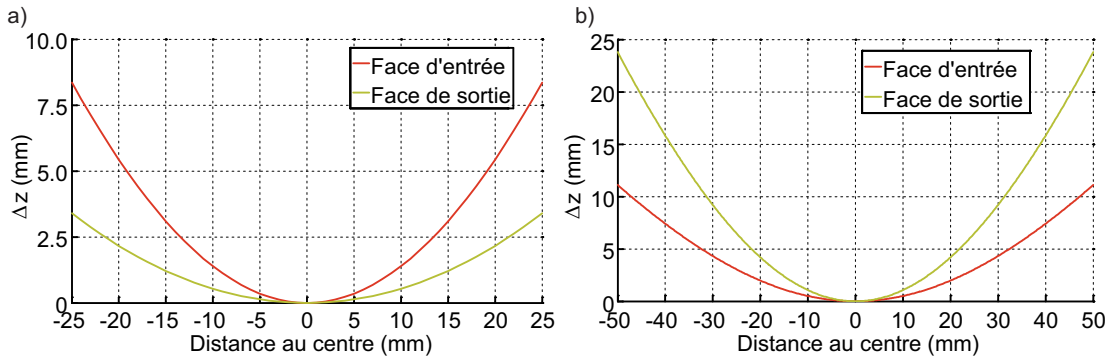


FIGURE IV.60: Comparaison des écarts de forme entre les face d'entrée et de sortie des lentilles ; a) lentille de champ ; b) lentille de focalisation.

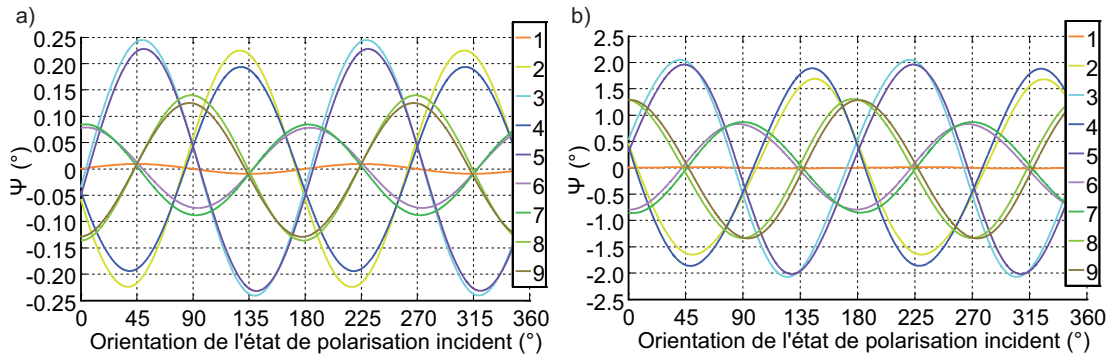


FIGURE IV.61: Rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident dû a) à la lentille de champ ; b) à la lentille de focalisation.

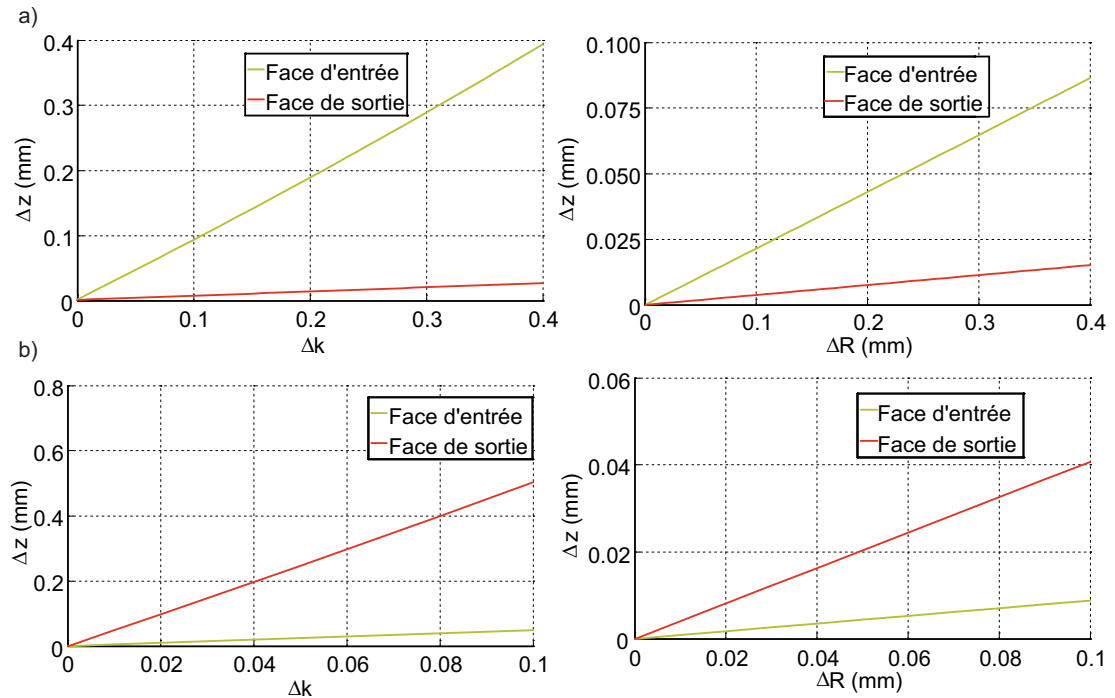


FIGURE IV.62: Variation de l'écart de forme maximal en fonction de la variation de constante de conicité et de rayon de courbure appliqué : a) lentille de champs, b) lentille de focalisation.

### IV.3.4 La lame demi-onde

Comme pour les lentilles, je considère ici le cas du télescope sans filtre. Les variations de rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident sont ainsi faibles au foyer du télescope (cf IV.3.2). Il est ainsi possible de mieux observer celles induites par la lame demi-onde.

#### IV.3.4.1 *Cas d'un état de polarisation incident linéaire et de l'axe optique de la lame demi-onde, orienté suivant le plan de symétrie du miroir primaire*

La figure IV.63 b) présente la rotation du plan de polarisation ainsi que l'ellipticité obtenue par transmission dans la lame demi-onde, pour l'ensemble des rayons considérés pour le champ n°1. La rotation du plan étant fonction de l'angle d'incidence et du déphasage introduit par la lame demi-onde, les motifs observés sur la carte d'ellipticité et de rotation du plan sont donc similaires.

Le sens de rotation des ellipses est également lié au sens de rotation du plan de polarisation. Si le plan de polarisation tourne dans le sens direct (resp. indirect) alors l'ellipse tourne dans le sens indirect (resp. direct), comme observé dans le cas de la réflexion sur une surface quadrique quelconque (cf. IV.3.1, figures IV.46 et IV.49). Pour ce faisceau, l'état de polarisation n'est pas modifié par transmission, les cartes obtenues pour l'ensemble des rayons étant symétriques par rapport aux axes  $Ox_{im}$  et  $Oy_{im}$  du repère d'observation  $Ox_{im}y_{im}z_{im}$ .

Pour les autres points du champ, cette symétrie n'est plus respectée comme le montre la figure IV.63 c). La rotation maximale du plan de polarisation est de  $3^\circ$ . L'ellipticité est dans tous les cas inférieure à 0.002.

#### IV.3.4.2 *Cas d'un état de polarisation incident linéaire, orienté de façon quelconque et de l'axe optique de la lame demi-onde orienté suivant le plan de symétrie du miroir primaire*

Les résultats obtenus dans le cas où l'axe optique de la lame demi-onde est orienté suivant l'axe  $Oy$  sont présentés sur la figure IV.64. Les figures IV.64 a) et b) permettent de comparer la rotation du plan de polarisation obtenue avant et après la lame demi-onde. Les angles entre ces deux figures sont de signes opposés. En effet l'orientation du plan de polarisation est toujours donnée dans le repère  $Oxy$ . Une lame demi-onde théorique introduit une rotation de  $2\theta$  par rapport à son axe optique. Dans le cas présenté on a  $\theta = \pi/2 - \Psi$ , d'où le signe opposé entre l'orientation du plan de polarisation avant et après la lame demi-onde.

La figure IV.64 d) indique la rotation du plan de polarisation induit par la lame demi-onde seule. Les variations observées sont au maximum de l'ordre de  $2^\circ$ . L'ellipticité induite par la lame demi-onde est présentée sur la figure IV.64 c). Elle est maximale, comme attendu, lorsque l'état de polarisation incident est incliné de  $45^\circ$  par rapport aux axes neutres de la lame demi-onde et minimale dans le cas contraire. Dans tous les cas cette ellipticité n'excède pas 0.075.

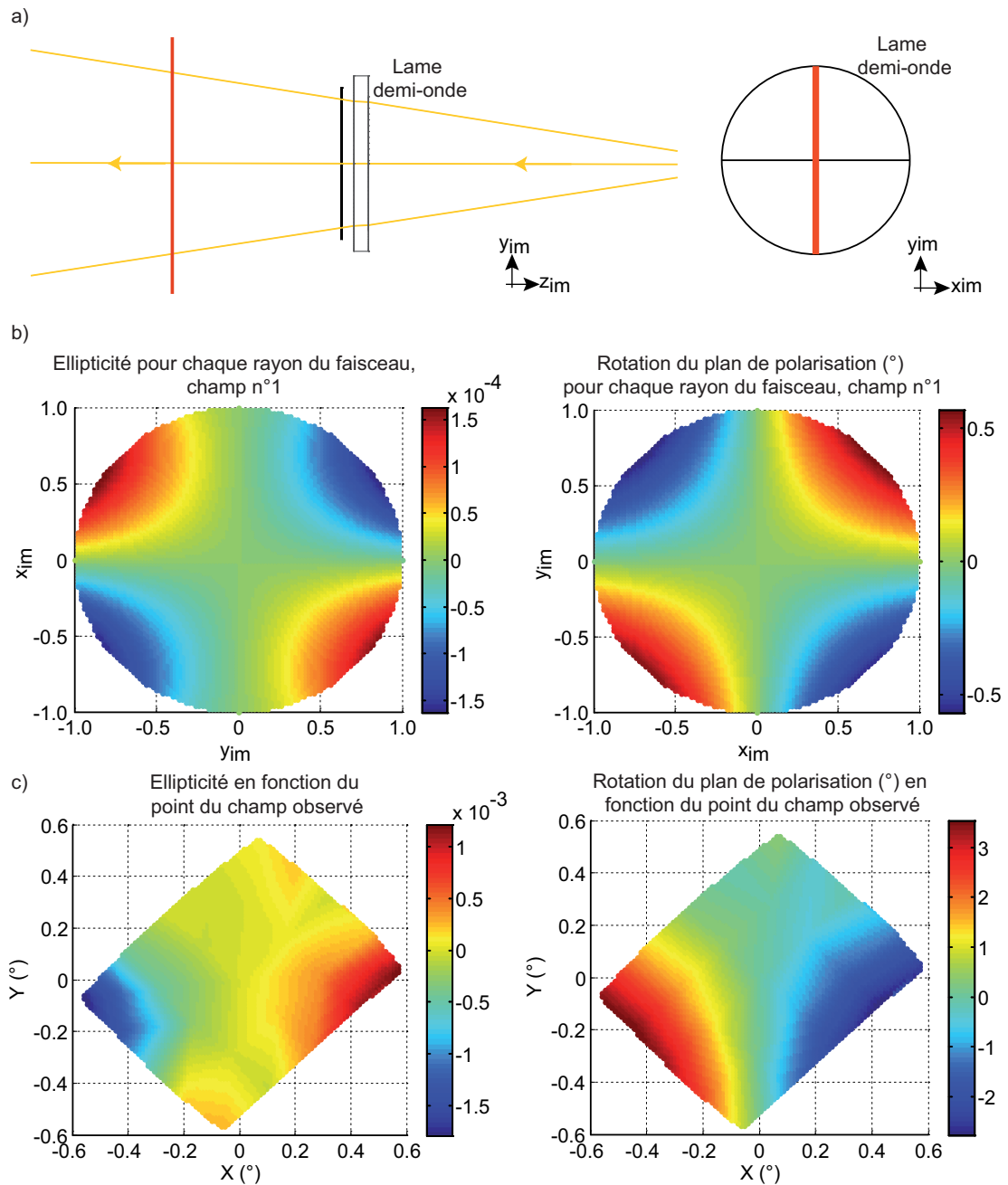


FIGURE IV.63: a) A gauche, schéma optique considéré pour la lame demi-onde, les rayons représentés sont ceux du champ n°1 ; à droite, orientation de l'axe optique de la lame demi-onde dans le repère local ; b) rotation du plan de polarisation (°) et ellipticité, induit par la lame demi-onde, pour chaque rayon du faisceau, champ n°1 ; c) Variation de la rotation du plan de polarisation en fonction du point du champ observé, induit par la la lame demi-onde.

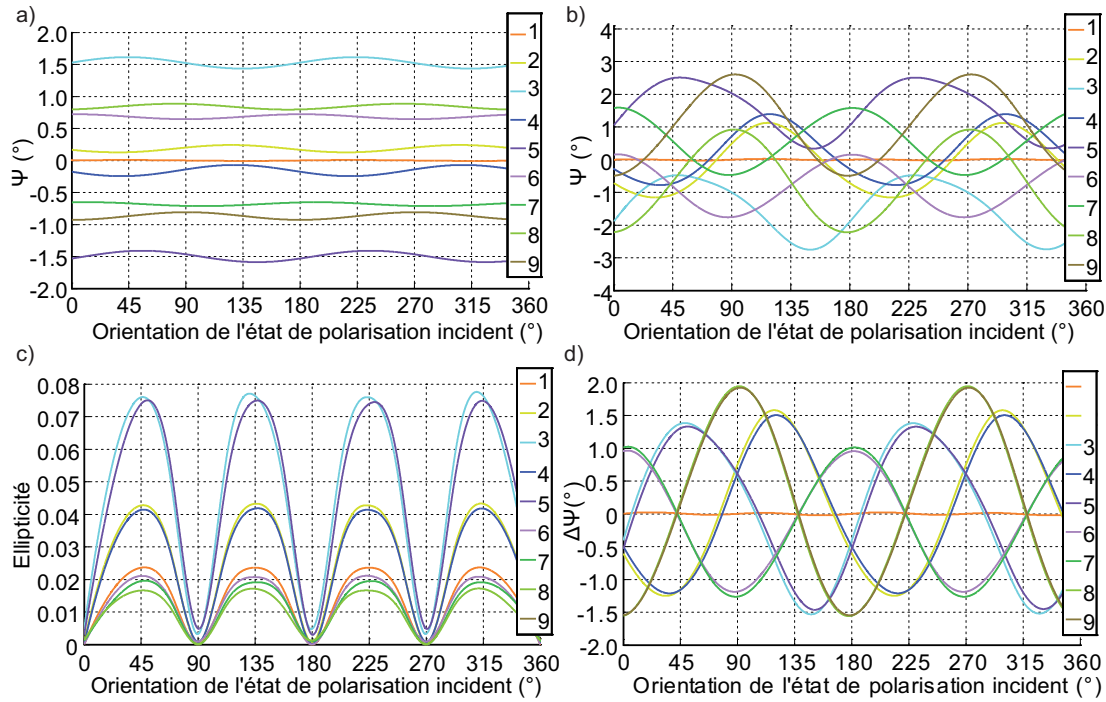


FIGURE IV.64: a) et b) Variation de la rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation, respectivement avant et après la lame demi-onde ; c) Ellipticité en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident ; d) Variation de la rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident dû à la lame demi-onde ; calculs effectués à  $240\ \mu\text{m}$ , axe optique de la lame demi-onde orienté suivant  $Oy$ .

#### IV.3.4.3 Cas d'un état de polarisation incident linéaire et de l'axe optique de la lame demi-onde, orienté de façon quelconque

La figure IV.66 a) présente pour chaque orientation de l'axe optique de la lame demi-onde (figure IV.65), la variation de la rotation du plan de polarisation et de l'ellipticité en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident.

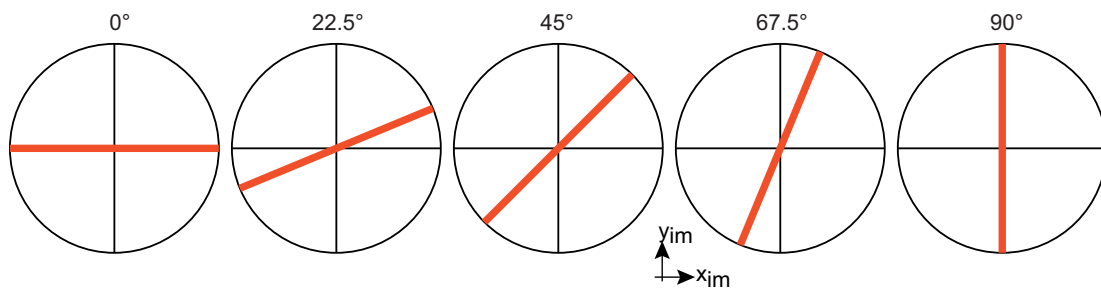


FIGURE IV.65: Représentation schématique de l'orientation de l'axe de la lame demi-onde dans le repère d'observation  $Ox_{im}y_{im}z_{im}$ , présenté sur la figure IV.63.

Les ellipticités maximales sont obtenues lorsque l'orientation de l'axe optique de la lame demi-onde est de  $0$  ou  $90^\circ$ , pour un état de polarisation incident orienté à  $45^\circ$ . Les rotations maximales du plan de polarisation sont elles obtenues lorsque

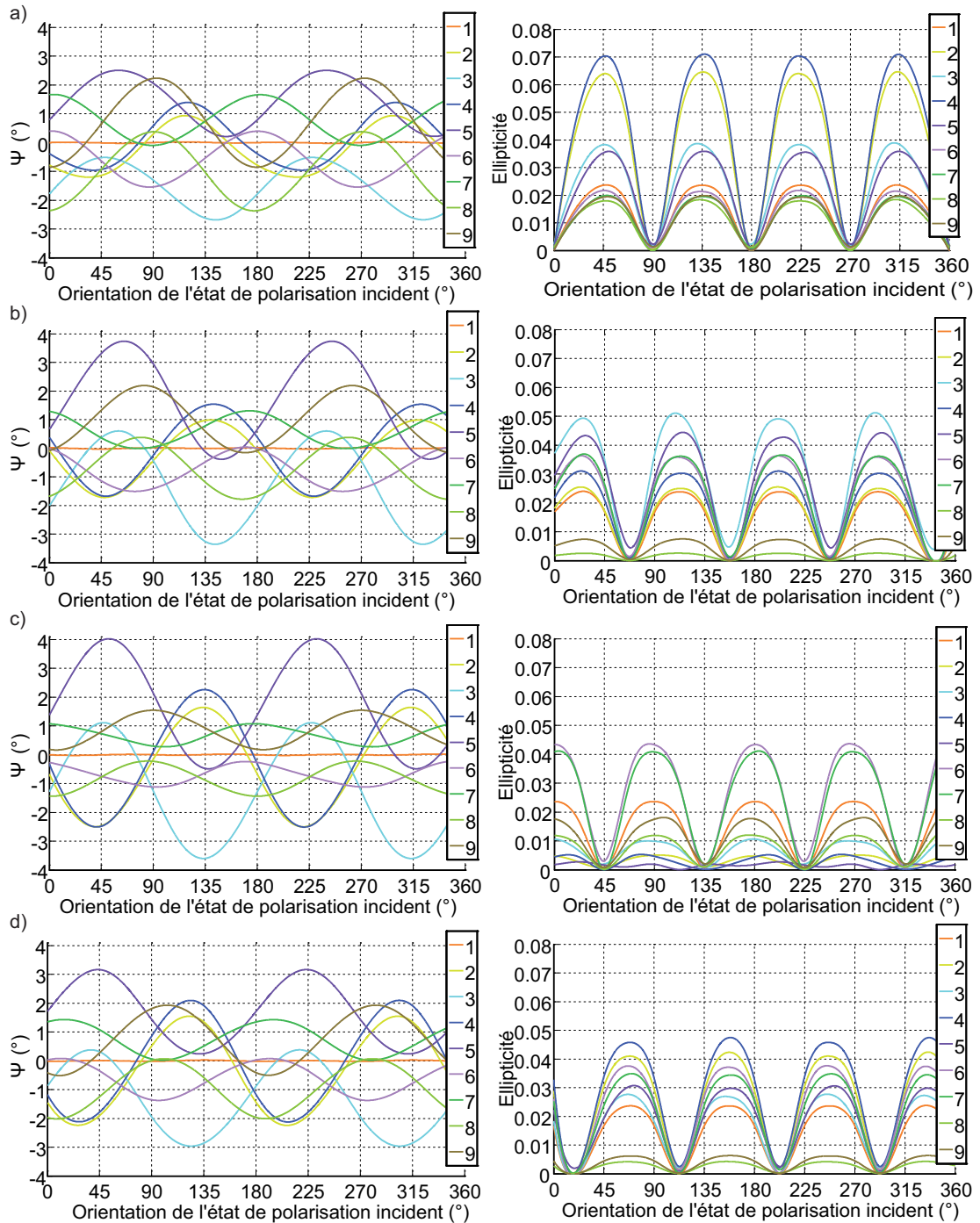


FIGURE IV.66: A gauche, ellipticité en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident ; à droite, variation de la rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation ; axe optique de la lame demi-onde orienté à a) 0°, b) 22.5°, c) 45°, d) 67.5° ; le cas à 90° est présenté sur la figure IV.64.

l'axe optique est orienté à  $45^\circ$ .

Les résultats obtenus après la lame demi-onde, en modifiant son épaisseur, sont présentés sur la figure IV.67, pour un axe optique de la lame demi-onde orienté à  $90^\circ$ . La variation d'épaisseur a une influence faible sur la rotation du plan de polarisation. Elle est augmentée au maximum de  $0.15^\circ$  et de  $0.35^\circ$  respectivement pour une diminution et une augmentation de l'épaisseur de  $25 \mu\text{m}$ . L'ellipticité maximale est de 0.08 pour une épaisseur nominale. Elle est de 0.15 et de 0.18 respectivement pour une diminution et une augmentation de l'épaisseur de  $25 \mu\text{m}$ .

Le système n'est au contraire pas sensible à une erreur d'orientation de la lame demi-onde par rapport à l'axe optique du système (axe Oz). Pour une inclinaison de  $0.1^\circ$  de l'axe optique de la lame par rapport à l'axe optique du système optique, les variations de rotation et d'ellipticité observées n'excèdent pas  $0.1^\circ$  et 0.005.

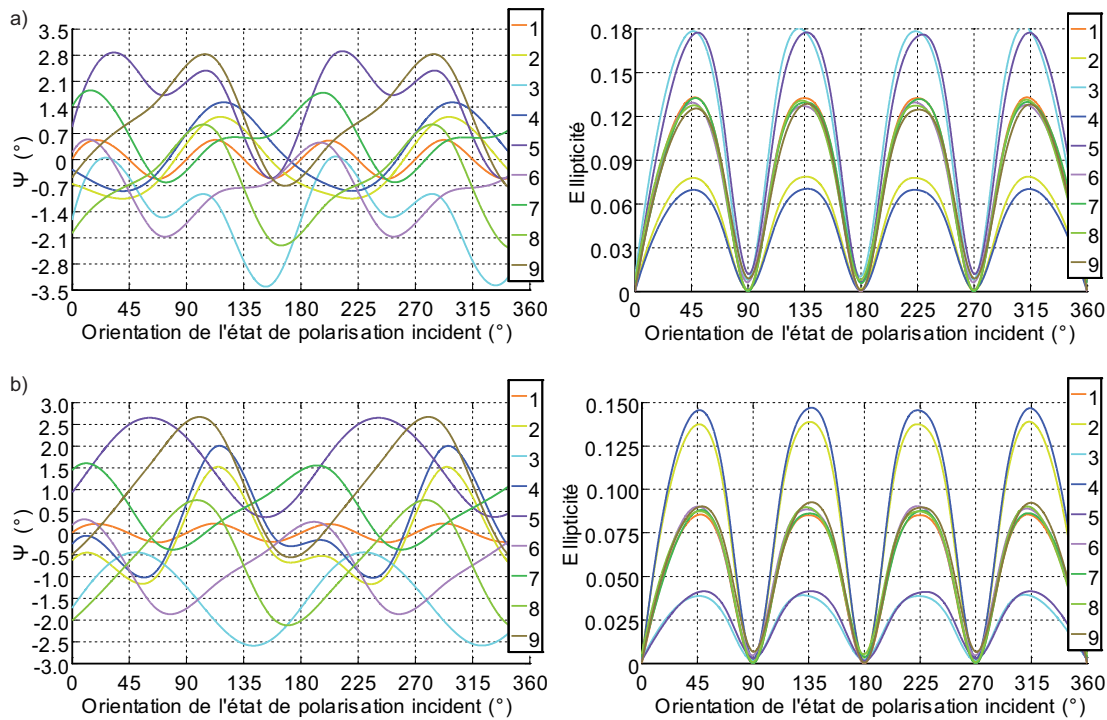


FIGURE IV.67: Rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation du plan de polarisation incident et variation de l'ellipticité correspondante ; a) épaisseur de la lame diminuée de  $25 \mu\text{m}$  ; b) épaisseur de la lame augmentée de  $25 \mu\text{m}$ .

### IV.3.5 Modifications de l'état de polarisation par le système optique

Chaque composant du système influe sur les caractéristiques de l'état de polarisation. L'état de polarisation transmis par le système est ainsi fonction de la succession des modifications apportées par chaque composant et du point du champ observé. Je présente ici les caractéristiques de l'état de polarisation transmis par le système, en fonction de l'orientation de l'axe optique de la lame demi-onde et pour différents points du champ.

## IV.3.5.1 Configuration vol et sol

Le système en vol est le même que celui caractérisé au sol, à l'exception de la fenêtre d'entrée, qui est plus épaisse au sol. Les différences observées dans le plan focal du télescope pour ces deux configurations de l'instrument, sont de l'ordre de  $0.5^\circ$  maximum en ce qui concerne la rotation du plan de polarisation.

Cet ordre de grandeur des variations maximales observables entre ces deux configurations est également celui que l'on obtient dans le plan focal de l'instrument. Cet écart maximum est obtenu pour le champ n°2 lorsque l'axe optique de la lame est orienté suivant Oy. Pour ce champ et cette position de l'axe optique de la lame demi-onde, on obtient également le maximum de variation d'ellipticité entre les deux configurations qui est de 0.01.

Au centre du champ, les écarts de rotation du plan de polarisation n'excèdent pas  $0.03^\circ$  et les variations d'ellipticité sont au maximum de 0.001. Les résultats obtenus pour l'orientation de la lame demi-onde pour laquelle les variations maximales sont observées (axe optique suivant Oy), sont présentées sur la figure IV.68.

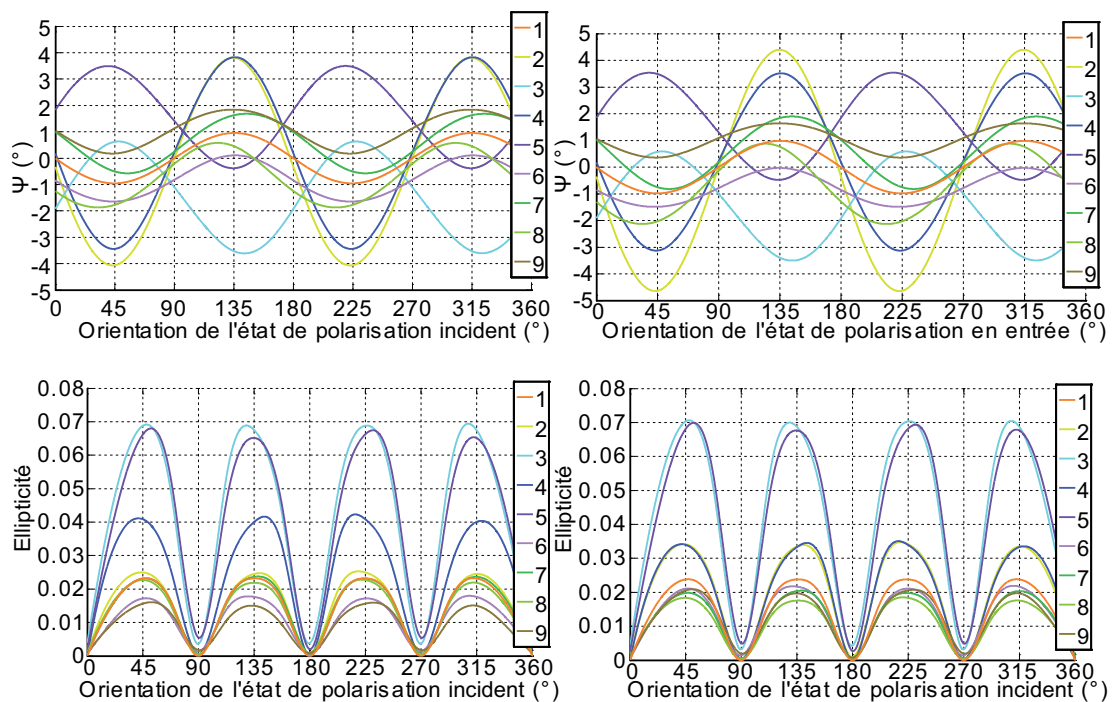


FIGURE IV.68: Comparaison des caractéristiques obtenues dans le plan focal; à gauche en configuration sol; à droite en configuration vol.

## IV.3.5.2 Variations des caractéristiques de l'état de polarisation transmis par le système en configuration vol

L'utilisation d'un système ré-imageur télécentrique permet d'optimiser la qualité image sur l'intégralité du plan focal. Il en est de même pour la polarisation instrumentale.



Les figures IV.69 et IV.70 présentent une interpolation des caractéristiques obtenus dans le plan focal, pour un état de polarisation linéaire orienté suivant l'axe de symétrie du miroir primaire. Les variations significatives sont observées uniquement en bord de champ (figure IV.69, IV.70), pour l'ensemble des positions de l'axe optique de la lame demi-onde.

L'ellipticité est introduite par la lame demi-onde. Les variations observées sont donc les mêmes que celle présentées en IV.3.4, avec une valeur maximale de 0.075 lorsque la lame demi-onde est orientée à  $45^\circ$ . Les motifs observés sur les cartes d'ellipticité sont semblables pour l'ensemble des positions de la lame : seule la valeur maximale d'ellipticité varie en fonction du déphasage introduit par la lame demi-onde.

La carte des rotations du plan de polarisation est symétrique par rapport à l'axe Oy de symétrie du miroir primaire lorsque l'axe optique de la lame est orienté parallèlement ou perpendiculairement à cet axe. Dans la cas contraire les rotation induites par la lame demi-onde ont tendance à rompre cette symétrie.

#### *IV.3.5.3 Variations des caractéristiques en fonction de la position de l'axe optique pour un état de polarisation incident d'orientation variable*

En conditions de vol, l'orientation du plan de polarisation de l'émission de l'objet observé est fixe. Plusieurs positions de la lame demi-onde sont utilisées pour un même point du champ, de façon à quantifier les caractéristiques de l'état de polarisation observé. Les figures IV.71 et IV.72 présentent les variations de caractéristiques de l'instrument pour différentes positions de la lame demi-onde, comprises entre 0 et  $180^\circ$ . Pour chaque position de la lame, la rotation du plan de polarisation et l'ellipticité introduite par le système est fonction de l'orientation du plan de polarisation de l'état de polarisation incident considéré.

Les valeurs maximales de rotation du plan de polarisation et d'ellipticité sont respectivement de  $4.5^\circ$  et 0.075. L'ellipticité est dû uniquement à la lame demi-onde. Sa valeur pourrait donc atteindre 0.18 si son épaisseur variait de  $25\ \mu\text{m}$  par rapport à sa valeur nominale (cf IV.3.4). La rotation du plan de polarisation est peu affectée par les tolérances optiques et de positionnement des composants. D'après les résultats obtenus au IV.3.2.3, IV.3.3 et IV.3.4, on peut estimer que l'incertitude sur cette valeur maximale de la rotation du plan de polarisation est de l'ordre de  $1^\circ$ .

Pour estimer les matrices de Mueller de l'instrument, il est nécessaire de connaître les paramètres de Stokes de l'état de polarisation transmis, pour 4 états de polarisation incident : 3 linéaires d'orientation équi-répartie entre 0 et  $90^\circ$  (cf. IV.1.3.2) et un circulaire. J'ai donc également estimé les caractéristiques de l'état de polarisation transmis dans le cas d'un état de polarisation incident circulaire gauche, pour chaque position de l'axe optique de la lame demi-onde. Les matrices de Mueller obtenues pour les 9 points du champ considérés et pour l'axe optique de la lame demi-onde orienté à  $0^\circ$ , sont présentées dans le tableau IV.1. Les matrices obtenues pour l'ensemble des positions de l'axe optique de la lame sont récapitulées en annexe D.

TABLE IV.1: Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à  $0^\circ$  pour les 9 points du champs présentés sur la figure IV.53.

$n^\circ$	Lame à $0^\circ$
1	$\begin{pmatrix} 0.2318 & -0.0140 & -0.0003 & 0.0003 \\ -0.0001 & 0.9985 & -0.0334 & 0.0334 \\ -0.0000 & 0.0000 & -0.9955 & -0.0470 \\ -0.0000 & 0.0000 & 0.0470 & -0.9940 \end{pmatrix}$
2	$\begin{pmatrix} 0.2327 & -0.0400 & 0.0010 & 0.0003 \\ -0.0014 & 0.9951 & -0.1520 & 0.1437 \\ -0.0064 & -0.0097 & -0.9703 & -0.1251 \\ 0.0025 & 0.0011 & 0.1231 & -0.9722 \end{pmatrix}$
3	$\begin{pmatrix} 0.2298 & 0.0098 & 0.0037 & 0.0001 \\ 0.0002 & 0.9952 & 0.0178 & -0.0693 \\ -0.0145 & -0.0540 & -0.9785 & 0.0801 \\ 0.0016 & -0.0044 & -0.0777 & -0.9867 \end{pmatrix}$
4	$\begin{pmatrix} 0.2317 & -0.0347 & -0.0004 & 0.0003 \\ -0.0002 & 0.9994 & -0.1193 & 0.1221 \\ -0.0010 & 0.0032 & -0.9767 & -0.1394 \\ 0.0011 & -0.0007 & 0.1400 & -0.9762 \end{pmatrix}$
5	$\begin{pmatrix} 0.2299 & 0.0094 & -0.0022 & 0.0002 \\ 0.0006 & 0.9959 & 0.1150 & -0.0675 \\ 0.0084 & 0.0510 & -0.9928 & 0.0653 \\ -0.0033 & 0.0039 & -0.0669 & -0.9889 \end{pmatrix}$
6	$\begin{pmatrix} 0.2313 & -0.0129 & -0.0000 & 0.0005 \\ 0.0001 & 0.9987 & -0.0483 & 0.0291 \\ -0.0006 & -0.0209 & -0.9937 & -0.0435 \\ 0.0007 & 0.0012 & 0.0419 & -0.9939 \end{pmatrix}$
7	$\begin{pmatrix} 0.2314 & -0.0156 & -0.0037 & 0.0004 \\ -0.0006 & 0.9965 & -0.0144 & 0.0406 \\ 0.0137 & 0.0283 & -1.0091 & -0.0375 \\ -0.0027 & -0.0009 & 0.0406 & -0.9927 \end{pmatrix}$
8	$\begin{pmatrix} 0.2310 & -0.0162 & 0.0044 & 0.0001 \\ -0.0009 & 0.9956 & -0.0743 & 0.0418 \\ -0.0189 & -0.0359 & -0.9744 & -0.0363 \\ 0.0034 & 0.0010 & 0.0326 & -0.9903 \end{pmatrix}$
9	$\begin{pmatrix} 0.2308 & -0.0124 & -0.0002 & 0.0001 \\ 0.0002 & 0.9985 & -0.0033 & 0.0257 \\ -0.0011 & 0.0253 & -0.9921 & -0.0395 \\ -0.0007 & -0.0014 & 0.0415 & -0.9921 \end{pmatrix}$

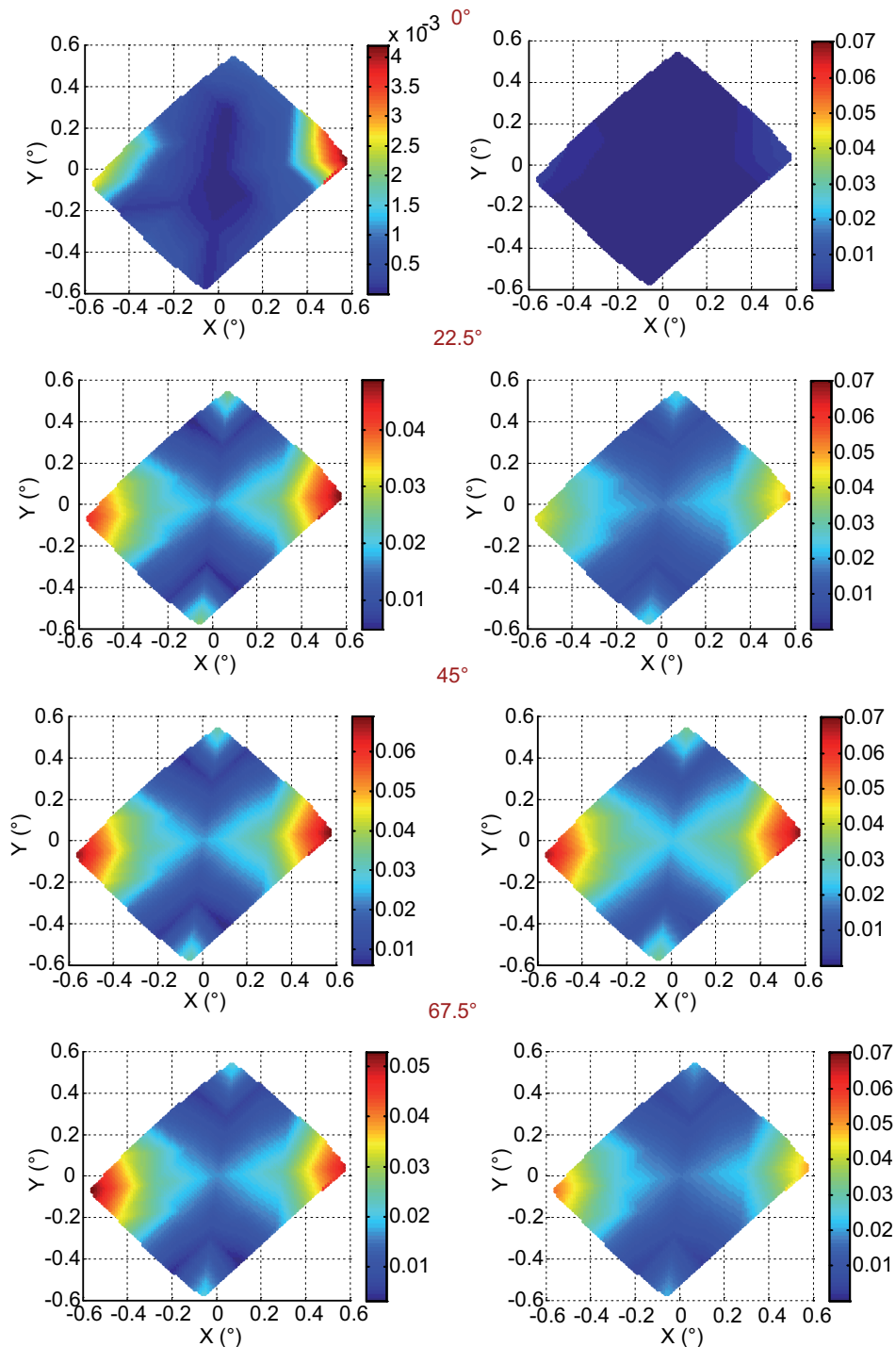


FIGURE IV.69: Variation de l'ellipticité introduite par l'instrument en configuration de vol, à gauche carte normalisée par rapport au maximum obtenu pour la position de l'axe optique de la lame demi-onde considéré, à droite, carte normalisée par rapport au maximum obtenu sur l'ensemble des positions de l'axe optique de la lame demi-onde, l'état de polarisation incident est linéaire orienté suivant l'axe de symétrie du miroir primaire.

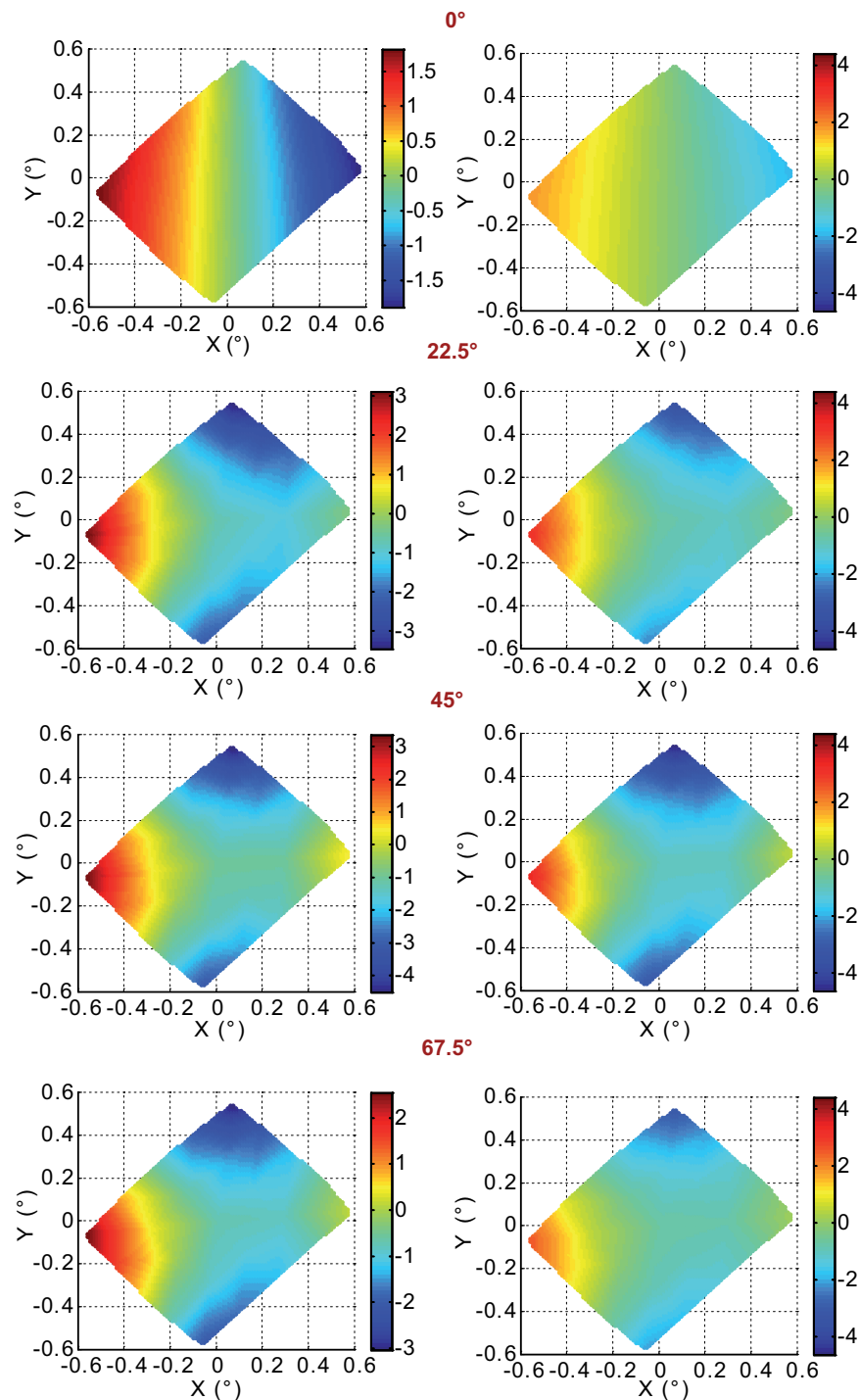


FIGURE IV.70: Variation de la rotation du plan de polarisation introduite par l'instrument en configuration de vol, à gauche carte normalisée par rapport au maximum obtenu pour la position de l'axe optique de la lame demi-onde considéré, à droite, carte normalisée par rapport au maximum obtenu sur l'ensemble des positions de l'axe optique de la lame demi-onde, l'état de polarisation incident est linéaire orienté suivant l'axe de symétrie du miroir primaire.

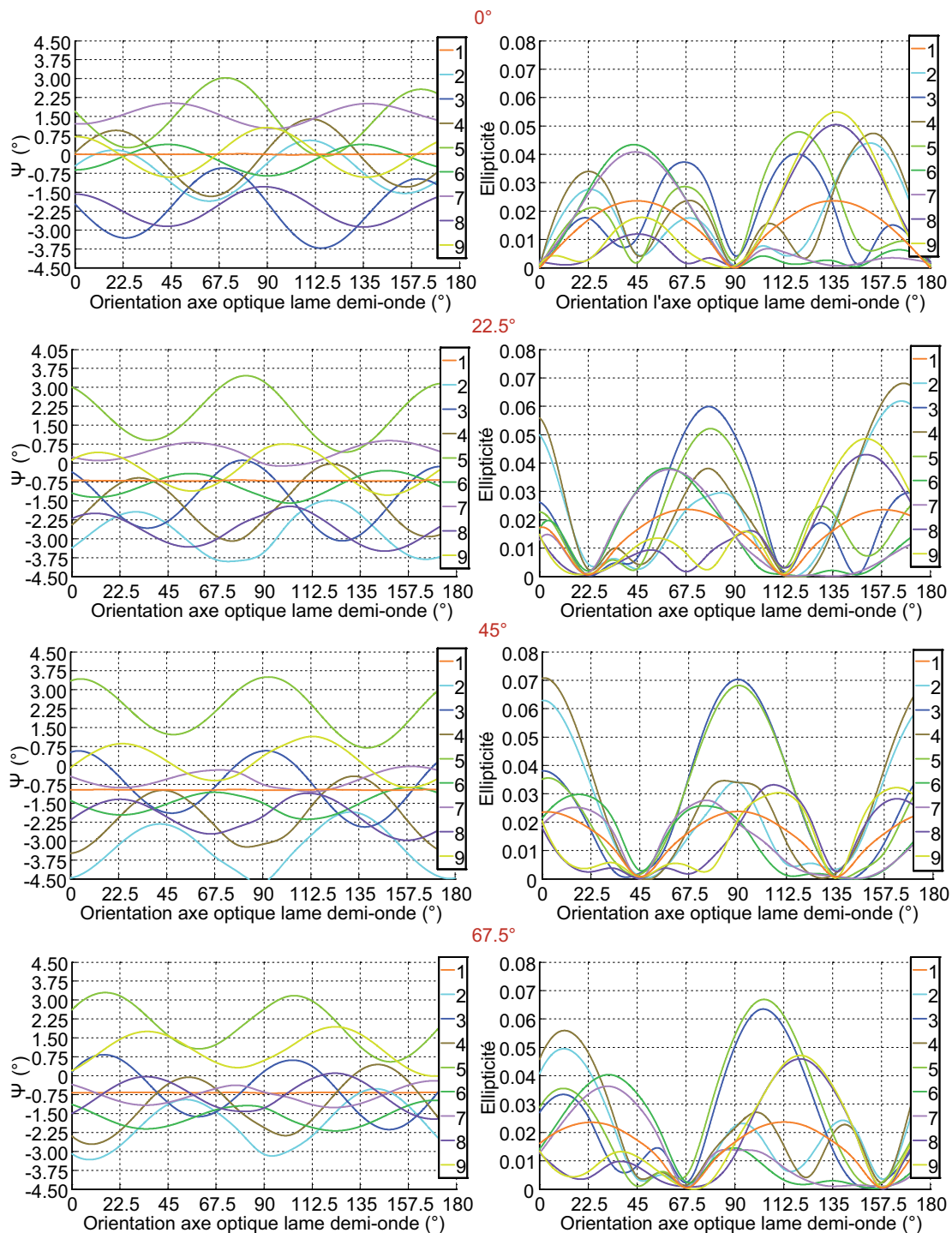


FIGURE IV.71: Variation de la rotation du plan de polarisation et de l'ellipticité introduite par l'instrument en fonction de l'orientation de l'axe optique de la lame demi-onde, pour une orientation du plan de polarisation de l'état incident de haut en bas de :  $0^\circ$ ,  $22.5^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $67.5^\circ$ .

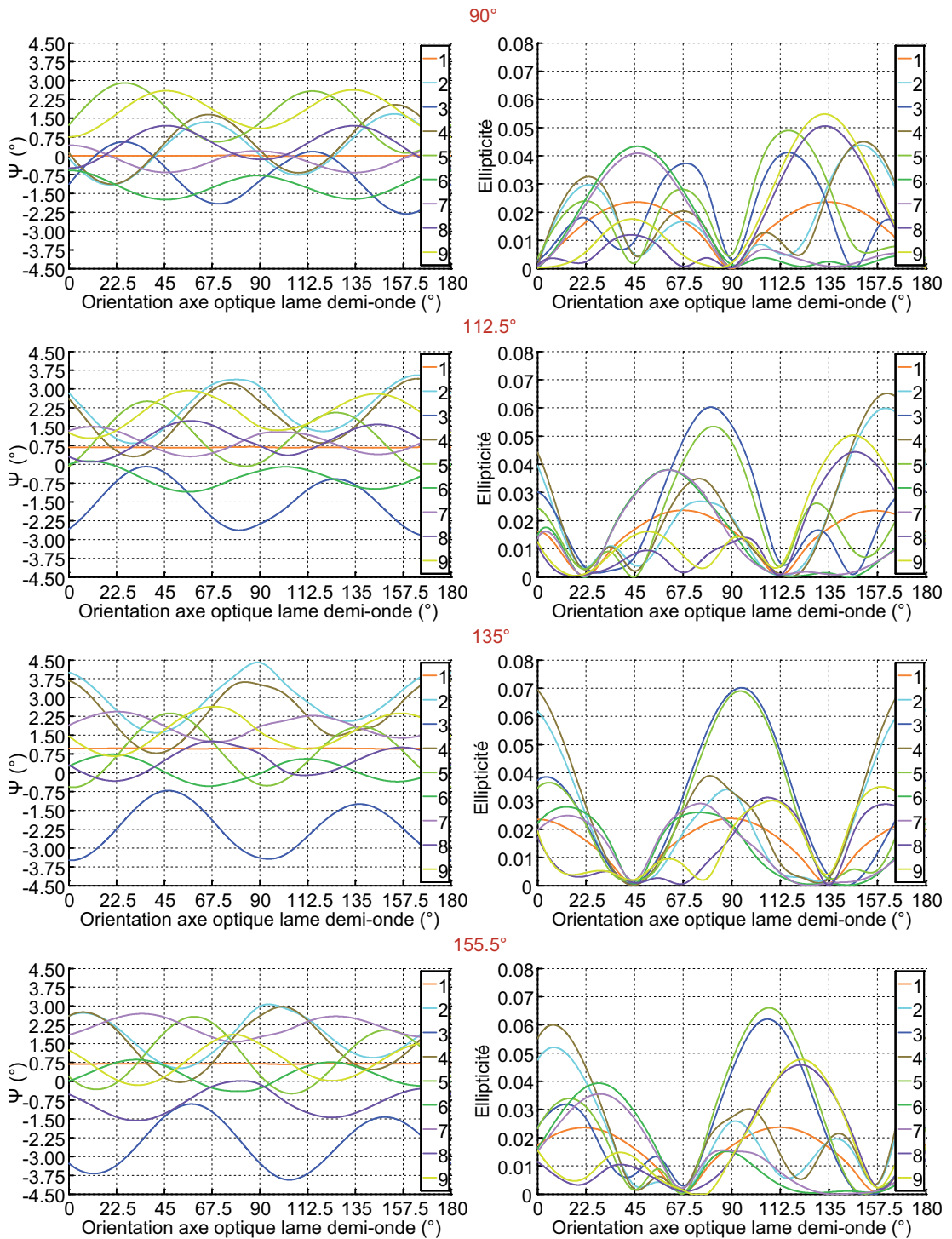


FIGURE IV.72: Variation de la rotation du plan de polarisation et de l'ellipticité introduite par l'instrument en fonction de l'orientation de l'axe optique de la lame demi-onde, pour une orientation du plan de polarisation de l'état incident de haut en bas de  $90^\circ$ ,  $112.5^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $155.5^\circ$ .

### IV.3.6 Synthèse

Le télescope respecte la condition dite de Mizuguchi Dragone qui permet de minimiser la rotation du plan de polarisation induite par les miroirs. Les filtres et la fenêtre d'entrée du photomètre, positionné entre les deux miroirs du télescope, modifient légèrement cette configuration. Les variations de rotation du plan de polarisation, observées dans le plan focal du télescope sont de l'ordre de  $0.1^\circ$  et  $1^\circ$  respectivement avec ou sans prise en compte des filtres et de la fenêtre. La configuration du télescope est peu sensible aux tolérances de positionnement des miroirs. Des variations maximales de l'ordre de  $0.5^\circ$  sont observées lorsque l'on modifie la distance entre les deux miroirs de  $600 \mu\text{m}$  ou que l'on modifie leur orientation de  $0.6^\circ$ .

L'effet des lentilles sur la rotation du plan de polarisation dépend de la forme de leurs surfaces ainsi que de l'angle d'incidence des rayons considérés. Pour les points extrêmes du champ de vue, la lentille de champ induit au maximum une rotation de l'ordre de  $0.2^\circ$ . Pour la lentille de focalisation, cette rotation maximale est de l'ordre de  $2^\circ$ .

Ces résultats sont peu sensibles aux tolérances optiques des lentilles. Par exemple, une augmentation de la constante de conicité de la face de sortie de la lentille de focalisation de 0.1 induit une augmentation maximale de  $0.03^\circ$  de la rotation du plan de polarisation.

Les rotations du plan de polarisation induite par la lame demi-onde sont fonction de l'angle d'incidence et de l'orientation de l'état de polarisation par rapport à l'axe optique de la lame demi-onde. Les ellipticités maximales, de l'ordre de 0.075, sont obtenues lorsque l'orientation de l'axe optique de la lame demi-onde est de  $0$  ou  $90^\circ$ , pour un état de polarisation incident orienté à  $45^\circ$ . Les rotations maximales du plan de polarisation, de l'ordre de  $2^\circ$ , sont elles obtenues lorsque l'axe optique est orienté à  $45^\circ$ . Ces résultats sont sensibles à une variation d'épaisseur de la lame, particulièrement en terme d'ellipticité. Pour une augmentation de  $25 \mu\text{m}$ , l'orientation du plan de polarisation maximale est augmentée de  $0.35^\circ$ . L'ellipticité est elle dans ce cas de 0.18. Le système n'est au contraire pas sensible à une erreur d'orientation de la lame demi-onde. Pour une inclinaison de  $0.1^\circ$  de l'axe optique de la lame par rapport à l'axe optique du système optique, les variations de rotation et d'ellipticité observées n'excèdent pas  $0.1^\circ$  et 0.005.

Les caractéristiques de l'état de polarisation transmis par l'instrument, sont le résultat des modifications induites successivement par l'ensemble des composants optiques du système sur l'état de polarisation incident. L'ellipticité est introduite par la lame demi-onde, avec une valeur maximale de 0.075, lorsque l'épaisseur de la lame demi-onde est optimale. Cette ellipticité peut atteindre 0.18 si on estime que l'incertitude sur l'épaisseur de la lame demi-onde est de l'ordre de  $25 \mu\text{m}$ . La rotation du plan de polarisation est au maximum de  $4.5^\circ$  avec une incertitude de l'ordre de  $1^\circ$ , liée aux incertitudes sur les caractéristiques optiques des composants et aux tolérances de positionnement. Les variations spatiales de ces caractéristiques dans le plan focal sont relativement faibles au centre du champ. Des variations plus importantes sont cependant observées en bord de champ.

J'ai calculé les matrices de Mueller pour 9 points du champs, correspondant

respectivement au centre et bords du plan focal. Ces matrices ont été évaluées pour différentes positions de l'axe optique de la lame demi-onde.

## IV.4 Conclusion

J'ai présenté dans cette partie les différentes représentation mathématiques d'un état de polarisation : les vecteurs de Jones, les paramètres de Stokes et la sphère de Poincaré. J'ai également défini les notions de matrices de transfert d'un instrument à partir des matrices de Jones et de Mueller.

J'ai ensuite présenté la méthodologie utilisée pour définir les modifications induites par transmission ou réflexion sur une interface entre deux milieux isotropes, à l'aide des coefficients de Fresnel. Dans le cas de la lame demi-onde, l'indice de réfraction et le déphasage introduit par la lame est fonction de l'angle d'incidence et de l'épaisseur de la lame. J'ai présenté quelques cas de calculs, permettant de définir les caractéristiques de l'état de polarisation transmis par la lame demi-onde en fonction de ces paramètres. J'ai également présenté les caractéristiques principales des composants à grille de conducteurs : les filtres et le polariseur à grille.

Enfin, j'ai propagé des états de polarisation linéaire dans la modélisation du système optique et quantifié la sensibilité des résultats aux incertitudes de caractéristiques optiques et de positionnement des composants. La rotation maximale du plan de polarisation est de  $4.5^\circ$  avec une incertitude de l'ordre de  $1^\circ$ . L'ellipticité est elle au maximum de 0.075 en configuration nominale et peut atteindre 0.18 si on considère que la variation d'épaisseur de la lame demi-onde ne peut excéder  $25 \mu\text{m}$ .

Les variations de caractéristiques dans le plan focal sont faibles à l'exception des points situés en bord de champ. Les caractéristiques de l'instrument en vol et au sol, sont similaires. La modification de l'épaisseur de la fenêtre entre ces deux configurations induit des différences de rotation du plan de polarisation au maximum de  $0.5^\circ$ . Les caractéristiques de l'instrument sont fonction de l'orientation du plan de polarisation incident et de l'axe optique de la lame demi-onde. Pour chaque position de la lame demi-onde, une matrice de Mueller de l'instrument devra être utilisée pour corriger ces effets instrumentaux. Les résultats présentés dans cette partie seront vérifiés lors de la campagne de tests au sol.





## CONCLUSION GÉNÉRALE

Mes travaux de thèse ont été axés sur le développement, l'optimisation et la maîtrise des caractéristiques du système optique de l'expérience PILOT, en fonction des conditions d'environnement. En ce qui concerne les aspects qualité image, mes estimations reposent sur l'utilisation combinée des résultats expérimentaux obtenus lors de la caractérisation des composants optiques et d'une modélisation à l'aide du logiciel Zemax. Les aspects polarisation instrumentale ont été traités pour l'instant uniquement par modélisation.

Afin de caractériser le miroir primaire, j'ai mis en place une méthodologie de traitement de données tridimensionnelles de surfaces optiques coniques. J'ai appliqué cette méthode aux mesures effectuées par le fournisseur sur le miroir primaire, ce qui m'a permis d'estimer ces caractéristiques optiques et mécaniques en conditions de tests au sol. Ces résultats ont été validés par une caractérisation du miroir primaire, effectuée en laboratoire au moyen d'un banc de test submillimétrique.

Cette campagne de mesure a également permis de mettre en place une méthode d'alignement du miroir primaire, basée sur l'utilisation de théodolites et d'une machine de métrologie tridimensionnelle. Cette méthode sera utilisée pour l'intégration de l'instrument ainsi que pour les réglages du miroir primaire sur le site de lancement.

Le miroir primaire étant le seul élément optique non régulé en température, la connaissance des variations de ces caractéristiques en fonction des conditions d'environnement est indispensable à l'obtention de performances optimales en vol. Pour atteindre cet objectif, j'ai utilisé des cartes de déformées du miroir primaire, obtenues par modélisation, en température homogène, non homogène et sous gravité. Les résultats extraits de ces modélisations, couplés à ceux obtenus à partir de la mesure tridimensionnelle, m'ont permis de déterminer les réglages nécessaires à effectuer lors de l'intégration de l'instrument pour la campagne de mesure au sol et sur le site de lancement.

La méthodologie de traitement des données tridimensionnelles, mises en oeuvre pour le miroir primaire, a également été utilisée lors de la caractérisation des lentilles du système ré-imageur. Les résultats obtenus sur le miroir primaire et les lentilles du système ré-imageur, couplés aux résultats des mesures effectuées par l'IAS sur le miroir secondaire ont permis de valider l'adéquation entre le système nominal et le système après réalisation. Ces résultats ont été intégrés à la modélisation optique du système. Il a ainsi été possible de vérifier par modélisation, que les performances optiques de l'instrument après réalisation sont optimales.

Le second axe de cette thèse a concerné l'estimation de la polarisation instrumentale de l'instrument. Pour cela, j'ai, dans un premier temps, repris l'ensemble des concepts utilisés classiquement pour traiter les questions de propagation d'un état de polarisation dans un milieu isotrope et anisotrope. Ce travail m'a permis d'évaluer de façon analytique, les modifications induites par chaque type de composants, en fonction des matériaux les constituant. J'ai ainsi pu définir des hypothèses de calculs réalistes pour la modélisation effectuée à l'aide du logiciel Zemax, et quantifier leur impact sur le résultat de la modélisation.

J'ai ensuite modélisé la propagation des états de polarisation linéaires, d'orientation de plan de polarisation variable dans le système optique ainsi modélisé. J'ai quantifié l'impact de chaque composant optique sur la modification de l'état de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation linéaire considéré. De même, pour chaque composant j'ai estimé l'impact de l'incertitude de connaissance des caractéristiques optiques et mécaniques. Ces calculs ont été effectués pour différents points du champ de façon à évaluer les variations observables en fonction de la géométrie du faisceau considéré.

Les résultats obtenus montrent que le système optique de PILOT est peu sensible aux incertitudes de positionnement et de caractéristiques optiques. Les variations de rotation du plan de polarisation obtenues par l'étude de sensibilité sont dans tous les cas inférieures au degré. La lame demi-onde étant utilisée en faisceau convergent, un état de polarisation linéaire sera légèrement elliptique en sortie de la lame. En configuration nominale, cette ellipticité est comprise entre 0 et 0.07. Si on suppose de plus que l'incertitude sur l'épaisseur de la lame demi-onde n'excède pas  $25 \mu m$ , on peut estimer que l'ellipticité maximale introduite par le système est de 0.18, dans le pire cas. Les variations de rotations du plan de polarisation, entre le centre et le bord du champ sont dans tous les cas inférieures à  $4.5^\circ$ .

Les paramètres de Mueller de l'instrument ont ainsi été calculés pour chaque point du champ, en fonction de l'orientation de l'axe optique de la lame demi-onde et pour chaque orientation de l'état de polarisation incident. En considérant les résultats de modélisation, obtenus sur le système nominal et par l'étude de sensibilité, on peut estimer que l'incertitude de connaissance de la rotation du plan de polarisation introduite par l'instrument est de l'ordre du degré.

La vérification de l'adéquation entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par modélisation, tant pour la qualité image que pour la polarisation instrumentale, sera effectuée lors de la campagne de tests au sol, à l'aide du banc de tests submillimétrique. La modélisation optique pourra alors être optimisée en fonction des résultats obtenus. Cette caractérisation sera effectuée à  $20^\circ C$  et ne permettra donc pas la validation des estimations faites sur les variations de performances en conditions de vol. Une optimisation de ces estimations pourra cependant être effectuée après le premier vol, en utilisant l'ensemble des relevés de température enregistrés pendant les observations, ainsi que les résultats de mesures effectuées sur des sources ponctuelles.

Un autre aspect de mes perspectives de travail après cette thèse concernera les lumières parasites. Une étude préliminaire concernant l'impact de la forme et des matériaux utilisés pour le baffle de l'instrument a été réalisée par l'ESA. Des estimations de performances devront être effectuées avec les caractéristiques du baffle réel,

---

sa géométrie et les propriétés des matériaux utilisés, en fonction de l'angle d'élevation de l'instrument. De même, il sera nécessaire d'évaluer les réflexions parasites qui peuvent se produire à l'intérieur du photomètre.



## ☞ ANNEXE A ☞

# GÉNÉRALITÉS SUR LES SURFACES QUADRATIQUES

La plupart des composants optiques constituant le système sont des surfaces coniques. J'indique ici les principales caractéristiques de ce type de surface : équation générale, caractéristiques optiques, définition d'une portion de surface hors axe et distance focale.

### A.1 Equation générale

L'intersection entre un cône de révolution et un plan est appelée section conique. Par révolution d'une section conique autour de son axe de symétrie, on obtient une quadrique de révolution, plus couramment appelée surface quadratique.

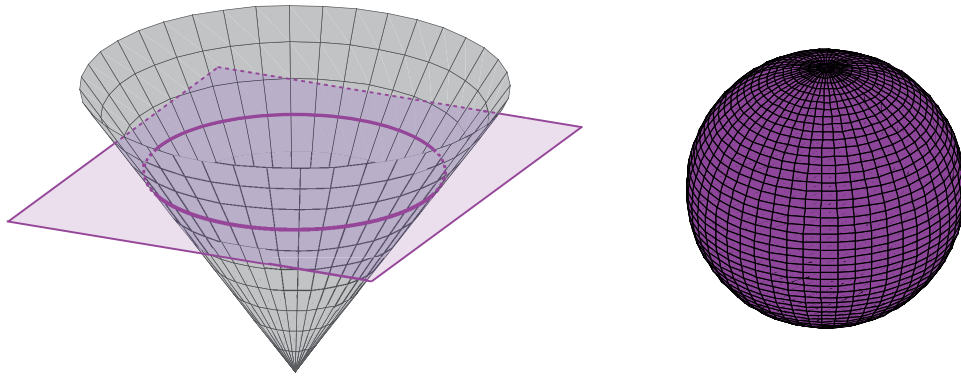


FIGURE A.1: Le cercle, intersection entre un cône de révolution et un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie du cône ; la sphère, obtenue par révolution du cercle autour d'un de ses axes de symétrie.

La figure A.1 présente un cas particulier de section conique et de surface quadratique : le cercle et la sphère. On peut, à partir de l'équation d'une sphère définir l'ensemble des coniques. En effet, l'équation d'une sphère de rayon de courbure  $R$ , centrée sur l'origine du repère orthonormé direct  $Oxyz$ , est défini par (figure A.2 a)) :

$$x^2 + y^2 + z^2 = R^2. \quad (\text{A.1})$$

En optique, les surfaces utilisées sont des portions de quadriques. Pour des raisons pratiques, le repère généralement utilisé est celui présenté sur la figure A.2

b), soit le même que celui de la figure A.2 a), mais décentré d'une distance  $R$  suivant l'axe  $Oz$ . Si on considère l'équation de la sphère dans ce nouveau repère, on a alors :

$$z^2 - 2zR + x^2 + y^2 = 0. \quad (\text{A.2})$$

La coordonnée  $z$  est alors appelée flèche et définit la hauteur de la surface parallèlement à l'axe  $Oz$  (figure A.2). Le centre de la sphère et plus généralement de la quadratique est noté  $C$ . Pour obtenir une surface quadratique quelconque, on introduit dans l'équation de la sphère A.2, le coefficient  $k$  appelé constante de conicité :

$$(k + 1)z^2 - 2zR + x^2 + y^2 = 0. \quad (\text{A.3})$$

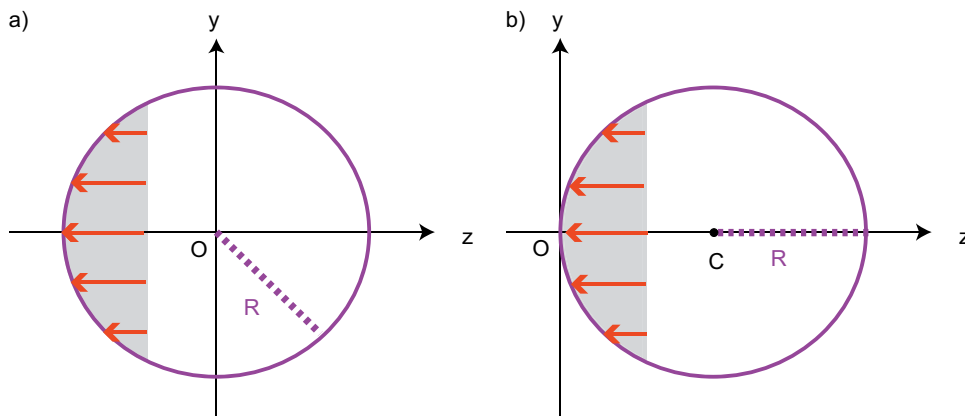


FIGURE A.2: Sphère de rayon  $R$  a) centrée sur le repère  $Oxyz$ , b) décentrée d'une distance  $R$  suivant l'axe  $z$  dans le repère  $Oxyz$ ; la flèche de la portion de sphère (surface grise) est représentée en différents points par les flèches rouges

La constante de conicité  $k$  est un paramètre caractéristique d'une surface quadratique. Suivant la valeur prise par  $k$ , on obtient un cercle ( $k = 0$ ), une ellipse ( $0 > k > -1$ ), une parabole ( $k = -1$ ) ou une hyperbole ( $k < -1$ ) (figure A.3 b)).

Ce paramètre permet ainsi de définir l'écart de flèche  $z$  entre une surface quadratique quelconque et la sphère pour un même rayon de courbure (figure A.3 a)). On peut également utiliser le terme excentricité, noté  $e$ , avec  $k = -e^2$ .

L'axe  $Oz$ , présenté sur les figures A.2, A.3, est appelé axe optique et correspond à l'axe de révolution de la surface quadratique. Le centre  $O$  du repère correspond au sommet ou vertex de la surface. La distance  $\overline{OC}$ , où  $C$  est le centre optique est le rayon de courbure de la surface.

En résolvant l'équation A.3, on peut définir la flèche  $z$  comme une fonction de la constante de conicité  $k$ , du rayon de courbure  $R$  et de la distance au centre  $C$  tel que  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  :

$$z = \frac{R}{k + 1} \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}(k + 1)} \right]. \quad (\text{A.4})$$

On peut également écrire l'équation A.4 sous la forme :

$$z = \frac{(1/R)r^2}{1 + \sqrt{1 - (k + 1)r^2(1/R)^2}}. \quad (\text{A.5})$$

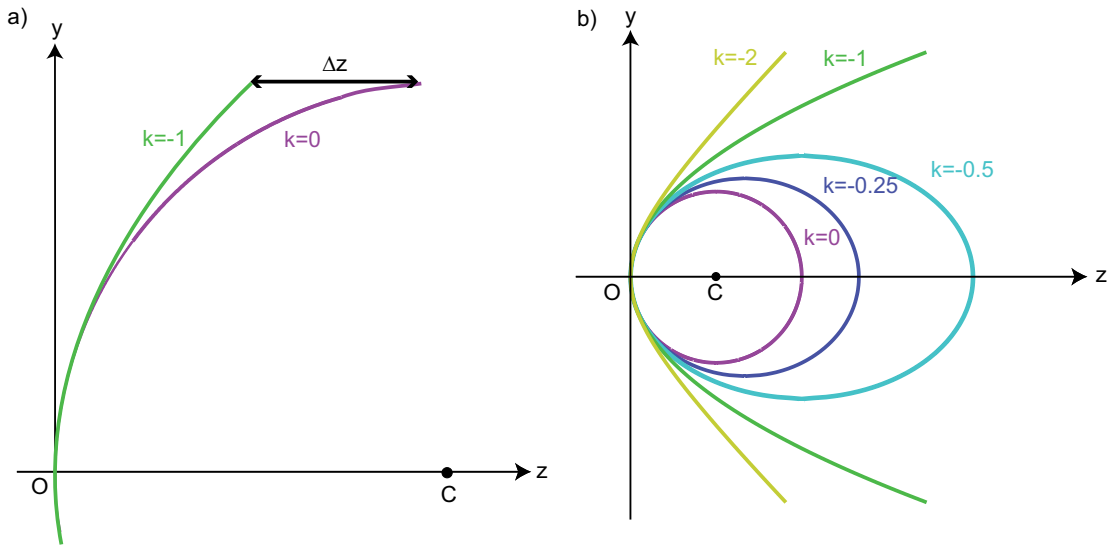


FIGURE A.3: a) Ecart de forme entre une sphère et une parabole; b) Exemples de surfaces quadratiques, de même rayon de courbure mais d'excentricité différentes : ellipses ( $e = 0.25$ ,  $e = 0.5$ ), parabole ( $e = 1$ ) et hyperbole ( $e = 2$ ).

L'équation A.4 est la forme la plus utilisée pour la définition des surfaces dans les logiciels de conception optique.

La formulation utilisée dans l'équation A.4 peut être facilement interprétée graphiquement. Comme indiqué sur la figure A.4, la distance entre le centre  $C$  de la surface et le point  $P$  est notée  $R_V$ . Le rayon de courbure  $R$  correspond à  $OC$ , distance entre le centre  $C$  et le sommet  $O$ .

Pour une surface quadratique quelconque  $R_V$  est variable en fonction de la position du point  $P$  sur la surface. Pour une sphère,  $R_V$  est constant et égal au rayon de courbure  $R$ . Dans ce cas particulier, on peut retrouver graphiquement l'équation A.4 avec  $k = 0$ . Plus généralement, si on pose  $R_V = R/(k + 1)$ , on obtient l'équation A.4 avec  $k$  quelconque.

L'équation A.4 peut également s'écrire sous la forme d'une somme infinie en appliquant la formule du binôme généralisé :

$$z = \frac{R}{k+1} \sum_{i=1}^{\infty} \binom{1/2}{i} \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^i = \frac{r^2}{2R} + \frac{k+1}{8} \frac{r^4}{R^3} + \frac{k+1^2}{16} \frac{r^6}{R^5} + \dots \quad (\text{A.6})$$

Le premier terme de l'équation A.6 correspond à la flèche d'une surface parabolique et est souvent utilisé en approximation du calcul de la flèche d'une surface quadratique quelconque.

La flèche étant maximale lorsque le point  $P$  est positionné de façon à ce que  $r = D/2$ , avec  $D$  le diamètre de la surface considérée (figure A.4), on peut ainsi estimer que :

$$z_{max} \approx D^2/8R. \quad (\text{A.7})$$

Enfin, une autre façon de résoudre l'équation A.3, est de définir le rayon de



courbure  $R$  et la constante de conicité  $k$  comme une fonction de la flèche  $z$  :

$$R = \frac{r^2}{2z} + (k + 1)\frac{z}{2}, \quad (\text{A.8})$$

$$k = \frac{2R}{z} - \frac{r^2}{z^2} - 1. \quad (\text{A.9})$$

Les équations A.6, A.8 et A.9 sont particulièrement utiles pour déterminer un ordre de grandeur des tolérances applicables aux paramètres optiques, de façon préliminaire à l'étude des tolérances applicables au système (cf . II.2).

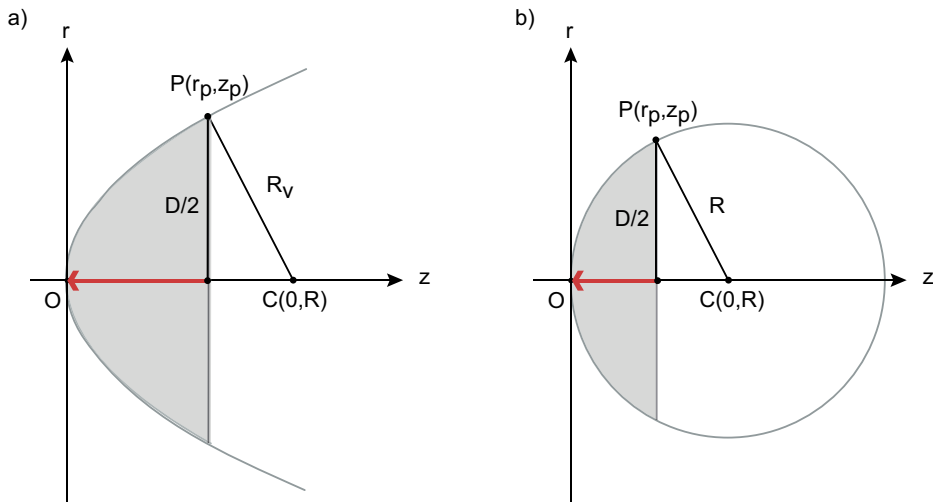


FIGURE A.4: Représentation schématique des paramètres permettant de calculer la flèche maximale (flèche rouge) a) d'une surface quadratique quelconque; b) d'une sphère.

## A.2 Portion de quadratique hors axe

Si la portion de surface quadratique est de révolution par rapport à l'axe optique alors son centre physique est le vertex  $O$  (figure A.5). Au contraire, si on considère une portion dite hors axe de cette surface quadratique, alors son centre physique  $O'$  n'est plus le vertex  $O$ .

La portion de quadrique décentrée peut être définie par l'intersection du cylindre d'axe  $\vec{z}'$ , de diamètre  $2a$  avec la parabole de révolution. Il est alors nécessaire de définir le décentrement encore appelé distance hors axe (distance  $\overline{OH}$  de la figure A.5).

La surface ainsi obtenue a un contour elliptique dont le petit axe a pour diamètre celui du cylindre. Le grand axe a pour diamètre  $2b$  et est fonction de l'angle  $\alpha$  entre l'axe  $\vec{y}$  et le plan tangent au miroir :  $2b = 2a/\cos(\alpha)$ .

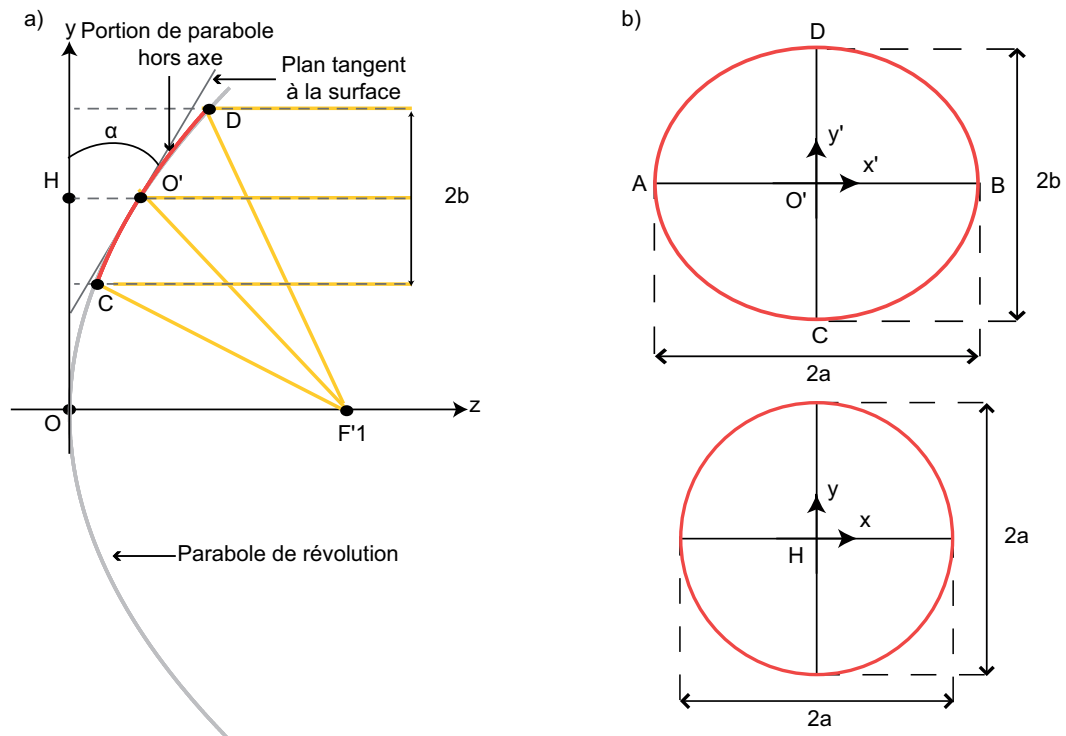


FIGURE A.5: a) Caractéristiques géométriques d'une portion hors axe de surface parabolique, b) projection de la portion de parabole décentrée dans le plan tangent à la surface (en haut), dans le plan Hxy (en bas).

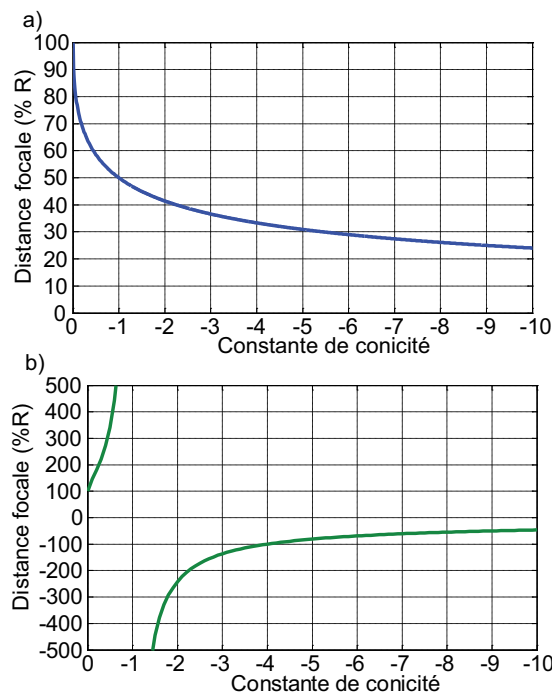


FIGURE A.6: Variation de la distance focale en fonction de la constante de conicité, exprimée en % du rayon de courbure  $R$ ; a)  $f'_1$ , b)  $f'_2$ .

### A.3 Distance focale

La position du foyer d'une surface quadratique est fonction du rayon de courbure et de la constante de conicité :

$$f'_1, f'_2 = \frac{r}{k+1}(1 \pm \sqrt{-k}). \quad (\text{A.10})$$

La figure A.6 présente la variation des distances focales  $f'_1$  et  $f'_2$  en fonction de la constante de conicité. Par exemple, pour une surface parabolique, la distance focale  $f'_1$ , distance entre le vertex  $O$  et le foyer  $F'_1$ , est égale à la moitié du rayon de courbure  $R$ ,  $f'_2$  est situé à l'infinie.

## ☞ ANNEXE B ☞

# CONSTRUCTION DE HUYGENS, FRESNEL ET VECTEUR D'ONDE DANS UN MILIEU ISOTROPE

La propagation du champ électrique dans un milieu isotrope dépend de la direction de propagation du faisceau incident et réfracté et donc de l'indice des milieux considérés.

Dans le cas des milieux isotropes, on utilise directement la relation de Snell Descartes, pour construire le rayon réfractés à l'interface d'un dioptre, soit :  $n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2)$ . Il est cependant nécessaire, pour aborder par la suite la question de la réfraction dans les milieux anisotropes, de considérer les constructions de Huygens et de Snell-Descartes qui mène à cette loi.

Connaissant la direction de propagation du rayon réfracté, on peut alors à partir des coefficients de Fresnel définir les coefficients de transmission et de réflexion à l'interface d'un dioptre, et en déduire la modification de l'état de polarisation induit par l'interface.

## B.1 Construction des faisceaux réfractés

### B.1.1 Construction de Huygens

Selon le principe de Huygens, le front d'onde se propage comme s'il était constitué d'une infinité de sources ponctuelles, chacune émettant une onde sphérique. Si on considère un front d'onde plan à l'instant  $t$ , on associe à chaque point du front d'onde une onde sphérique. L'enveloppe de ces ondelettes sphériques à l'instant  $t+dt$  est le front d'onde à l'instant  $t+dt$  (figure B.1 a)).

Le rayon  $r$  de ces ondelettes est égal à :  $r = L/n$  où  $L$  est le chemin optique et  $n$  l'indice du milieu de propagation. Le chemin optique  $L$  représente la distance parcourue par la lumière dans le vide pendant la durée de propagation dans le milieu.

La surface d'ondelette est également appelée surface radiale. Sa direction de propagation correspond en effet au rayon des cercles de rayon  $r = L/n$ , passant par l'intersection entre le front d'onde et l'ondelette. Le front d'onde est donc toujours perpendiculaire à la direction de propagation des ondelettes.

Pour tracer le rayon réfracté à l'interface de deux milieux d'indice  $n_1$  et  $n_2$ , il faut donc considérer les ondelettes de rayons  $r_1 = L/n_1$  et  $r_2 = L/n_2$ . Le chemin optique est le même pour les deux ondelettes puisqu'il représente la distance

parcourue dans le vide. On peut donc poser  $L=1$ , le résultat obtenu étant identique pour n'importe quelle valeur de  $L$ .

La construction du rayon réfracté est présentée sur la figure B.1 b). La surface d'onde est par définition normale à l'ondelette et passe par le point d'intersection entre le rayon incident et l'ondelette. Ce point d'intersection est noté  $I_1$ . Le point d'intersection entre la surface d'onde et la surface de séparation entre les deux milieux est noté  $K$ . La distance  $IK$  est égal au chemin optique  $L$ . La surface d'onde réfractée doit donc passer par le point  $K$ . De plus, comme pour le rayon incident, la surface d'onde réfractée doit être perpendiculaire à l'ondelette réfractée. On définit ainsi le point  $I_2$ , correspondant à l'intersection entre la tangente au cercle passant par  $K$  et l'ondelette réfractée. La droite passant par  $O$  et  $I_2$  définit alors la direction du rayon réfracté,  $O$  étant l'intersection entre le plan d'incidence et la surface de séparation entre les deux milieux.

Les distances  $OI_1$  et  $OI_2$  sont respectivement égales à  $1/n_1$  et  $1/n_2$ . Or on a également  $OI_1 = OK \sin(i_1)$  et  $OI_2 = OK \sin(i_2)$ . D'où la relation :  $n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2) = OK$ .

### B.1.2 Construction de Snell-Descartes

La construction de Snell-Descartes est semblable à celle de Huygens (figure B.1 c). Cependant, on considère ici directement la surface d'onde. On trace donc cette fois ci les surfaces d'indices  $n_1$  et  $n_2$ , qui sont des cercles de rayon  $n_1$  et  $n_2$ . Puis on détermine l'intersection entre le rayon incident et la surface d'indice  $n_1$  que l'on note  $I_1$ . On trace la perpendiculaire à la surface de séparation passant par  $I_1$ . L'intersection entre cette perpendiculaire et la surface de séparation est notée  $H$ . L'intersection entre la droite  $OH$  et la surface d'indice  $n_2$  est notée  $I_2$ . La droite  $OI_2$  détermine la direction du rayon réfracté puisque  $n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2) = OH$ .

## B.2 Construction des vecteurs d'onde

Les constructions de Huygens et de Snell Descartes aborde implicitement la construction d'un vecteur d'indice colinéaire au vecteur d'onde qui définit la direction de propagation du front d'onde. Le vecteur d'indice, dans un milieu d'indice  $n$ , pour un vecteur d'onde  $k$ , est défini par :  $n = k/k_0$ ,  $k_0$  étant le vecteur d'onde dans le vide.

La surface décrite par les vecteurs d'onde est donc égale au coefficient  $k_0$  près, à la surface décrite par les indices appelée surface d'indice. Ces surfaces d'indice, dans un milieu isotrope, sont comme on vient de le voir des surfaces sphériques dont le rayon est égal à l'indice  $n$  du milieu dans lequel se propage l'onde. On peut ainsi définir la direction d'un rayon directement à partir du vecteur d'indice, le vecteur d'onde étant colinéaire au vecteur d'indice. C'est la méthode présentée sur la figure B.1.

Si on veut définir le vecteur d'onde, il faut alors considérer la surface d'onde dont le rayon est égal à  $nk_0$ ,  $n$  étant l'indice de réfraction du milieu considéré (figure

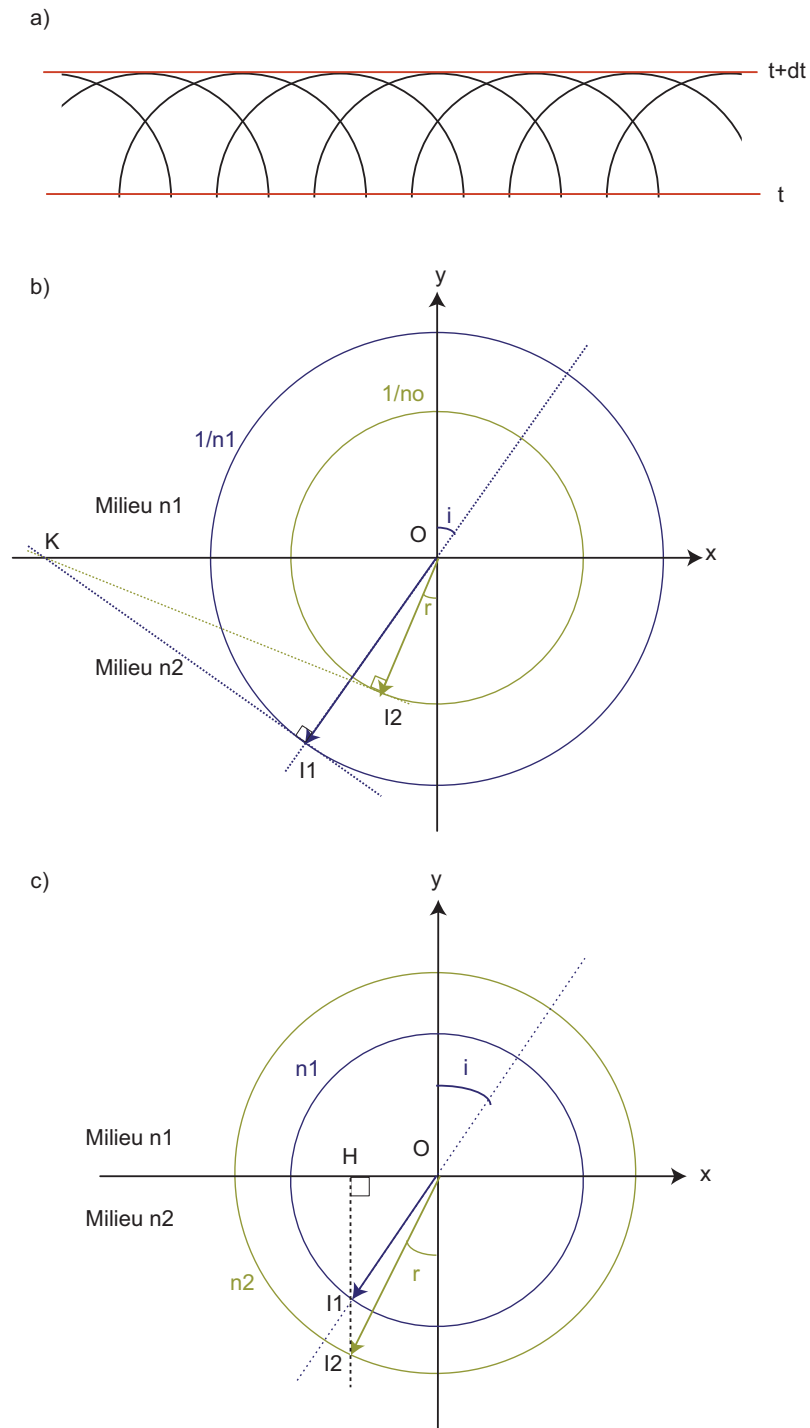


FIGURE B.1: a) Surface d'ondelettes et surface d'onde; b) Détermination du rayon réfractés par la construction de Huygens; c) Détermination du rayon réfractés par la construction de Snell-Descartes.

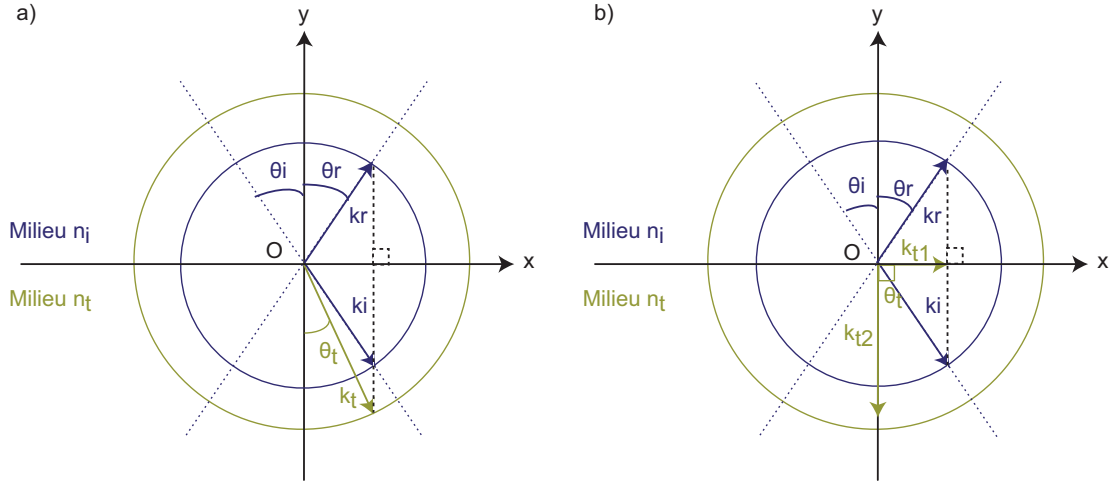


FIGURE B.2: Construction des vecteurs d'onde réfractés et réfléchis, à partir de la surface d'onde, a)  $\theta_i < \theta_l$ , b)  $\theta_i > \theta_l$ , les cercles représentent les surfaces d'onde de rayon  $n_i k_0$  pour le milieu incident et  $n_t k_0$  pour le milieu de transmission.

B.2). Si l'angle d'incidence  $\theta_i$  est quelconque, le vecteur d'onde du milieu incident est alors défini par :

$$\mathbf{k}_i = k_0 n_i (-\sin\theta_i \hat{x} + \cos\theta_i \hat{y}). \quad (\text{B.1})$$

Le rayon est réfléchi à l'interface des deux milieux, l'angle  $\theta_r$  de réflexion est égal à  $-\theta_i$ . On peut ainsi définir le vecteur d'onde réfléchi  $\mathbf{k}_r$  :

$$\mathbf{k}_r = k_0 n_i (\sin\theta_i \hat{x} + \cos\theta_i \hat{z}). \quad (\text{B.2})$$

Le vecteur d'onde transmis, noté  $\mathbf{k}_t$ , est par définition fonction du vecteur d'onde incident  $\mathbf{k}_i$  et des angles d'incidence et de réfraction  $\theta_i$  et  $\theta_t$ .

D'après la relation de Snell Descartes, l'angle de réfraction  $\theta_t$  est fonction de l'angle  $\theta_i$  et des indices des milieux incident et de réfraction  $n_i$  et  $n_t$ . Il est donc compris entre 0 et  $\theta_l$ ,  $\theta_l$  étant l'angle limite de réfraction tel que :

$$\sin(\theta_l) = \frac{n_t}{n_i}. \quad (\text{B.3})$$

Si le milieu incident est moins réfringent que le milieu de transmission, soit  $n_i < n_t$ , alors  $\theta_l = \pi/2$  il n'y a alors pas d'angle limite de réfraction. Si au contraire  $n_i > n_t$ , alors  $\theta_l < \pi/2$ .

Dans le cas où l'angle d'incidence  $\theta_i$  est inférieur à l'angle limite de réfraction  $\theta_l$ , le vecteur d'onde transmis est alors défini par (figure B.2 a)) :

$$\mathbf{k}_t = k_0 n_t (-\sin\theta_t \hat{x} + \cos\theta_t \hat{z}). \quad (\text{B.4})$$

Dans le cas où l'angle d'incidence  $\theta_i$  est supérieur à l'angle limite de réfraction  $\theta_l$ , alors il y a réflexion totale ((figure B.2 b)). Le vecteur d'onde transmis est un nombre complexe :  $\mathbf{k}_t = k_{t1} + ik_{t2}$ . La partie réelle du vecteur d'onde définit la direction de propagation de l'onde et la partie complexe, la direction suivant laquelle

elle s'atténue. L'angle de transmission étant alors égal à  $\pi/2$ , on en déduit que l'onde se propage suivant Ox et s'atténue suivant Oz.

On peut ainsi définir les vecteurs d'onde  $\mathbf{k}_{t1}$  et  $\mathbf{k}_{t2}$ , respectivement suivant Ox et Oz.  $\mathbf{k}_{t1}$  est la direction de propagation de l'onde transmise. Ce vecteur se définit, comme dans le cas où  $\theta_i < \theta_l$ , en traçant la perpendiculaire à l'interface passant par l'extrémité du vecteur d'onde  $\mathbf{k}_i$ . L'extrémité du vecteur  $\mathbf{k}_{t1}$  est alors défini par l'intersection entre cette perpendiculaire et le plan d'interface.

$\mathbf{k}_{t2}$  est la direction suivant laquelle l'onde s'atténue. La somme des vecteurs  $\mathbf{k}_{t1}$  et  $\mathbf{k}_{t2}$ , noté  $\mathbf{k}_t$ , a pour norme le rayon de la surface d'onde soit  $k_t n_t$ . On en déduit ainsi les coordonnées du vecteur  $\mathbf{k}_{t2}$ . Les vecteurs  $\mathbf{k}_{t1}$  et  $\mathbf{k}_{t2}$ , sont ainsi définis par :

$$k_{t1} = -k_0 n_i \sin \theta_i \hat{x} \quad (\text{B.5})$$

$$k_{t2} = -k_0 \sqrt{n_i^2 \sin^2 \theta_i - n_t^2} \hat{z}.$$

En comparant les équations B.2 et B.5, on peut définir l'angle de réfraction  $\theta_t$  dans ce cas par :

$$\cos \theta_t = \frac{i}{n_t} \sqrt{n_i^2 \sin^2 \theta_i - n_t^2} \quad (\text{B.6})$$

$$\sin \theta_t = n_i \sin \theta_i \quad (\text{B.7})$$

$$\cdot \quad (\text{B.8})$$

On a ainsi défini les vecteurs d'onde incident, réfléchi et transmis pour un angle d'incidence  $\theta_i$  quelconque.

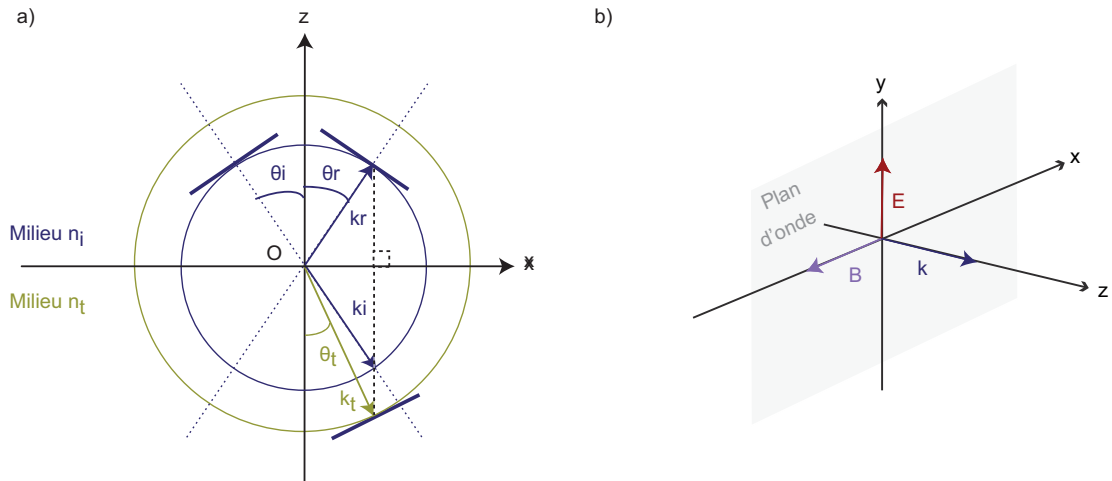


FIGURE B.3: a) Surface d'onde et vecteurs d'onde incident, transmis et réfléchi; le front d'onde est tangent aux surface d'onde; b) les vecteurs champ magnétique et électrique sont contenus dans le plan d'onde et perpendiculaire au vecteur d'onde.

Le front d'onde étant perpendiculaire au vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , il est donc tangent à la surface d'onde comme présenté sur la figure B.3 a). La direction de propagation du champ électrique est perpendiculaire au vecteur d'onde et contenu dans le plan d'onde (figure B.3 b)). Connaissant les caractéristiques du vecteur d'onde, on peut donc en déduire celle du vecteur champ électrique. Le vecteur champ magnétique est déduit du vecteur champ électrique, ces deux vecteurs étant orthogonaux.





## ◀ ANNEXE C ▶

# ONDE PLANE MONOCHROMATIQUE DANS UN MILIEU ANISOTROPE

Les milieux anisotropes, contrairement aux milieux isotropes, possèdent plusieurs indices de réfraction. Les propriétés optiques de ce type de matériaux sont donc variables en fonction de la direction de propagation. La propagation du champ électrique est donc elle aussi variable en fonction des directions de propagation à l'intérieur du milieu.

Comme pour les milieux isotropes, on définit ici la surface d'indice d'un milieu anisotrope. Puis on en déduit la direction de propagation des rayons réfractés et le comportement du champ électrique qui est associé à cette direction de propagation.

### C.1 Surfaces et ellipsoïde d'indices

#### C.1.1 Surfaces d'indices

Dans un milieu isotrope, la surface d'indice est une sphère comme vu au B.1.1. Dans un milieu anisotrope la surface d'indice est décrite par l'équation de Fresnel :

$$n_1 \frac{x^2}{n^2 - n_1^2} + n_2 \frac{y^2}{n^2 - n_2^2} + n_3 \frac{z^2}{n^2 - n_3^2} = 0. \quad (\text{C.1})$$

Si on considère l'intersection de la surface des indices avec le plan  $x = 0$ , l'équation C.1 admet deux solutions, suivant si on considère  $n^2 - n_1^2 \neq 0$  ou  $n^2 - n_1^2 = 0$  :

$$\frac{y^2}{n_3^2} + \frac{z^2}{n_2^2} = 1 \quad \text{et} \quad y^2 + z^2 = n_1^2. \quad (\text{C.2})$$

Ces équations correspondent respectivement à l'équation d'une ellipse d'axe  $n_2$  et  $n_3$ , et à l'équation d'un cercle de rayon  $n_1$ .

De même, si on considère l'intersection de la surface des indices avec le plan  $y = 0$ , on obtient, suivant si  $n^2 - n_2^2 \neq 0$  ou  $n^2 - n_2^2 = 0$  :

$$\frac{z^2}{n_1^2} + \frac{x^2}{n_3^2} = 1 \quad \text{et} \quad x^2 + z^2 = n_2^2. \quad (\text{C.3})$$

Enfin, si on considère l'intersection de la surface des indices avec le plan  $z = 0$ , on obtient suivant si  $n^2 - n_2^2 \neq 0$  ou  $n^2 - n_2^2 = 0$  :

$$\frac{x^2}{n_2^2} + \frac{y^2}{n_1^2} = 1 \quad \text{et} \quad x^2 + y^2 = n_3^2. \quad (\text{C.4})$$

Dans tous les cas, l'équation admet deux solutions : une ellipse et un cercle, correspondant aux deux valeurs que  $n$  peut prendre pour une direction de propagation incidente donnée.

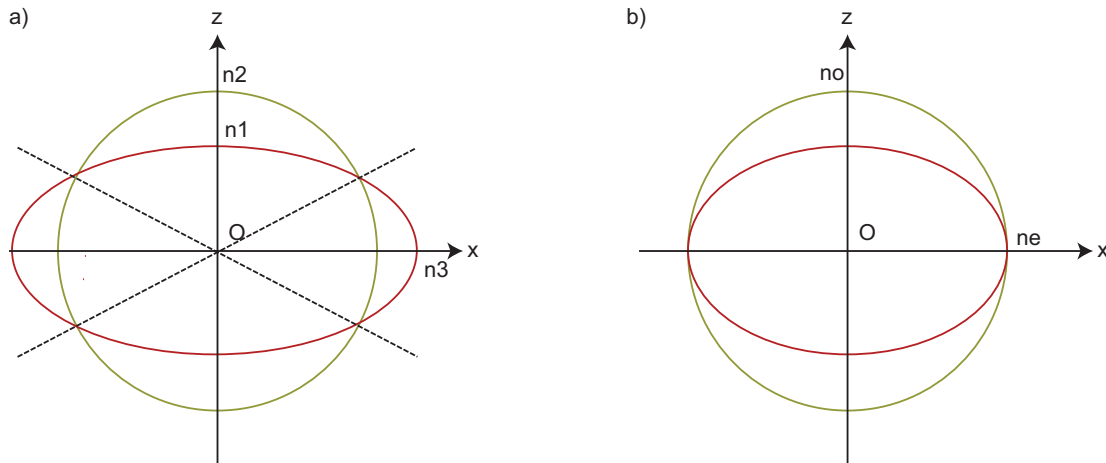


FIGURE C.1: Surface d'indice et axe optique a) d'un milieu biaxe; b) d'un milieu uniaxe.

La figure C.1 a) représente le cas où on considère l'intersection avec le plan  $y=0$ . Le cercle a donc pour rayon  $n_2$  et l'ellipse a pour axe  $n_1$  et  $n_3$ . Dans le cas où  $n_1 \neq n_3$  alors le milieu est dit biaxe. Les intersections entre le cercle et l'ellipse définissent alors les deux axes optiques (figure C.1 a)). Si  $n_1 = n_3$  alors le milieu est uniaxe. Il n'y a alors que deux intersections et donc un seul axe optique (figure C.1 b)).

Lorsque l'onde se propage suivant l'axe optique, l'indice n'a qu'une seule valeur, le milieu se comporte comme un milieu isotrope. Dans le cas contraire, on a toujours deux valeurs d'indice.

Si le milieu est uniaxe, on appelle surface ordinaire celle correspondant au cercle d'indice  $n_1$ , que l'on nomme indice ordinaire  $n_o$ . La surface extraordinaire correspond alors à l'ellipse d'indice  $n_o$  et  $n_e$ ,  $n_e$  étant l'indice extraordinaire.

Le milieu uniaxe est dit positif si  $n_o > n_e$  et négatif si  $n_o < n_e$ .

### C.1.2 Ellipsoïde d'indices

Dans un milieu anisotrope, le vecteur champ électrique  $\mathbf{E}$  n'est pas perpendiculaire au vecteur d'onde. Il faut donc introduire le vecteur déplacement  $\mathbf{D}$  qui lui est perpendiculaire au vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ . Le vecteur de Poynting  $\mathbf{R}$ , indiquant la direction de propagation d'un rayon, n'est pas non plus colinéaire au vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ . Il est cependant perpendiculaire au vecteur champ électrique  $\mathbf{E}$ .

La figure C.2 a) représente ces différents vecteurs pour une direction de propagation dans le milieu anisotrope. Le plan d'onde est toujours perpendiculaire au vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  et contient le vecteur de déplacement  $\mathbf{D}$ .

Les vecteurs déplacement  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{D}'$ , correspondant aux deux directions de propagation dans le milieu sont perpendiculaires. On obtient donc la représentation de la figure C.2 b), si on considère les deux directions de propagation correspondant aux deux valeurs de  $n$ .

Le vecteur  $\mathbf{D}$  étant perpendiculaire au vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , il décrit comme le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  un ellipse. Il en est de même pour le vecteur déplacement  $\mathbf{D}'$  qui est perpendiculaire à  $\mathbf{D}$ . Ces deux vecteurs décrivent donc un ellipsoïde appelé ellipsoïde d'indices, dont l'équation est (figure C.3) :

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1. \quad (\text{C.5})$$

L'ellipsoïde des indices permet ainsi de déterminer pour chaque direction de propagation du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , les directions de propagation des vecteurs déplacement  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{D}'$ , des vecteurs champs électrique  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{E}'$  et des vecteurs de Poynting  $\mathbf{R}$  et  $\mathbf{R}'$ .

Les vecteurs  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{D}'$  correspondent aux axes de l'ellipse, obtenue pour une direction de propagation donnée. Le vecteur champ électrique est perpendiculaire à l'ellipsoïde au point d'intersection entre la droite définie par le vecteur  $\mathbf{D}$  et l'ellipsoïde. Connaissant la direction du vecteur champ électrique, on en déduit la direction du vecteur de Poynting  $\mathbf{R}$ , ces deux vecteurs étant orthogonaux.

La figure C.3 b) présente ces vecteurs pour deux directions de propagation du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , dans le plan  $Ox_1y$ , correspondant au plan d'onde contenant le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  et le vecteur déplacement  $\mathbf{D}$ . La forme de l'ellipse est variable et comprise entre celle obtenue dans le plan  $Oxy$  et celle obtenue dans le plan  $Oxz$ .

Le vecteur champ électrique étant tangent à l'ellipsoïde, il n'est colinéaire au vecteur déplacement  $\mathbf{D}$  que dans le cas où le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  est suivant un des axes du repère  $Oxyz$ .

Si le milieu est uniaxe, on a comme pour la surface d'indice  $n_1 = n_3 = n_0$  et  $n_2 = ne$ . Le vecteur déplacement  $\mathbf{D}$  étant perpendiculaire au vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , l'axe optique du milieu correspond par conséquent à l'axe  $Oy$  de la figure C.2.

Dans ce cas, on appelle onde ordinaire, l'onde associée aux vecteurs champs et déplacement  $\mathbf{E}'$  et  $\mathbf{D}'$ , que l'on note  $\mathbf{E}_o$  et  $\mathbf{D}_o$ . L'onde extraordinaire est celle associée à  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{E}$ , noté  $\mathbf{E}_e$  et  $\mathbf{D}_e$ .

Pour l'onde ordinaire, tout se passe comme dans un milieu isotrope, les vecteurs  $\mathbf{E}_o$  et  $\mathbf{D}_o$  sont colinéaires. Il en est de même pour  $\mathbf{R}_o$  et  $\mathbf{k}$ . L'indice  $n_o$  est constant quelque soit la direction de propagation du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ .

Pour l'onde extraordinaire, les vecteurs  $\mathbf{E}_e$  et  $\mathbf{D}_e$  ainsi que les vecteurs  $\mathbf{R}_e$  et  $\mathbf{k}$  ne sont pas colinéaires. L'indice extraordinaire varie en fonction de la direction de propagation du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , entre la valeur  $n_o$  et  $ne$ .

Si le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  se propage suivant l'axe optique, soit l'axe  $Oy$  sur la figure C.2, alors le milieu uniaxe se comporte comme un milieu isotrope d'indice  $n_o$ .

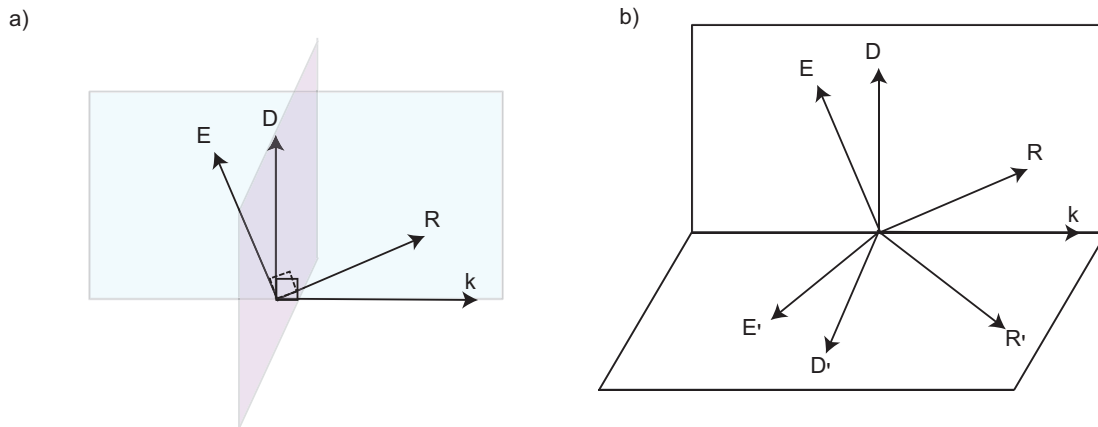


FIGURE C.2: Propagation des vecteurs de Poynting  $\mathbf{R}$  et  $\mathbf{R}'$ , des vecteurs déplacement  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{D}'$ , des vecteurs champ électrique  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{E}'$  pour une direction de propagation du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ .

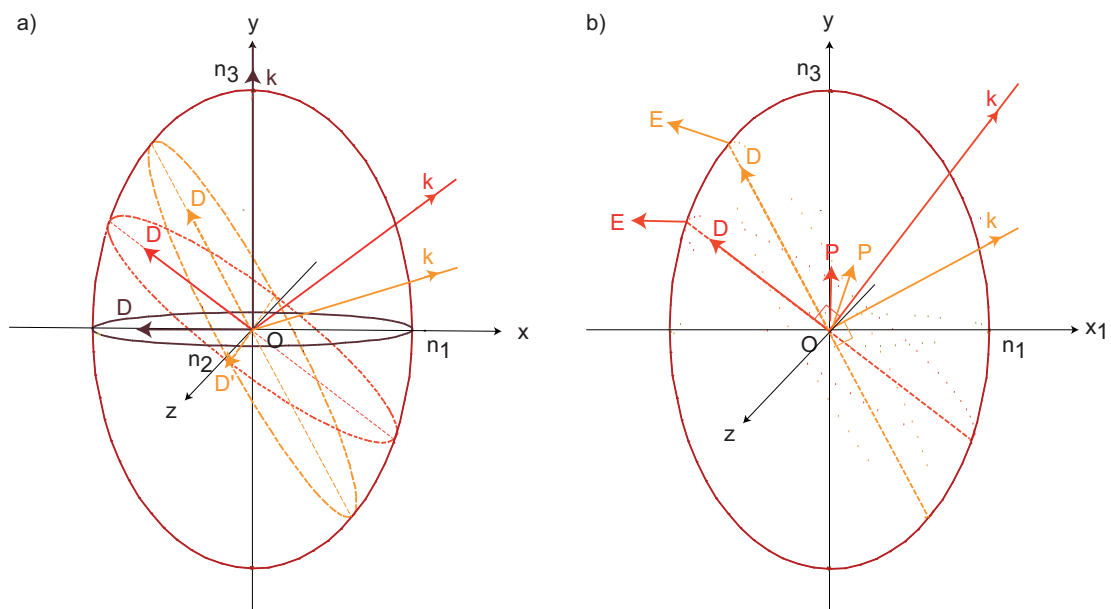


FIGURE C.3: a) Représentation en 3 dimensions de l'ellipsoïde des indices et de l'ellipse des indice pour deux directions de propagation du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ ; b) représentation du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , du vecteur de Poynting  $\mathbf{R}$ , du vecteur champ électrique  $\mathbf{E}$  et du vecteur déplacement  $\mathbf{D}$  dans le plan  $Ox_1y$ .

Si au contraire le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  se propage perpendiculairement à l'axe optique, alors l'onde ordinaire se propage dans un milieu d'indice  $n_o$  et l'onde extraordinaire dans un milieu d'indice  $n_e$ . Les champs  $\mathbf{E}_e$  et  $\mathbf{D}_e$  sont alors parallèles et perpendiculaires aux champs  $\mathbf{E}_o$  et  $\mathbf{D}_o$  qui sont eux dans tous les cas colinéaires.

Des exemples de propagation de ces vecteurs dans un dioptre sont donnés en C.3. Avant de présenter ces exemples, il est cependant nécessaire de définir la direction de propagation réfractés des vecteurs de Poynting et des vecteurs d'onde.

## C.2 Vecteurs de Poynting et vecteurs d'onde

Les vecteurs de Poynting et les vecteurs d'onde ne sont pas colinéaires dans le cas d'un milieu anisotrope. Le vecteur de Poynting représente la direction de propagation d'un rayon réfracté par le milieu. Le vecteur d'onde indique la direction de propagation du front d'onde. La construction de ces vecteurs est donc basée sur les principes d'Huygens et de Snell-Descartes (cf. B.1.1).

### C.2.1 Le vecteur d'onde

Le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  se déduit directement de la surface d'indice. La figure C.4 présente la construction de ces vecteurs dans un cas général : la surface de séparation n'est pas colinéaire à l'axe optique. Le milieu est ici uniaxe positif, une construction équivalente peut bien sûr être effectuée dans le cas d'un milieu uniaxe négatif.

On représente dans un premier temps les surfaces d'onde ordinaire, extraordinaire et celle du milieu incident. On utilise par conséquent dans ce cas la représentation de Snell-Descartes.

On détermine l'intersection  $I$  entre la direction de propagation du rayon incident et la surface d'onde du milieu incident. Puis on trace la perpendiculaire à la surface de séparation passant par  $I$ . La droite obtenue passe par les points  $IH$  de la figure C.4. Les points d'intersection entre cette droite et les surfaces d'indices indiquent l'extrémité du vecteur d'indice pour chaque surface considérée, noté  $\mathbf{N}_e$ ,  $\mathbf{N}_o$  et  $\mathbf{N}_1$  sur la figure C.4. Le vecteur d'indice  $\mathbf{N}$  indique alors la direction de propagation du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ .

Les vecteurs d'indices de la surface extraordinaire ne sont pas colinéaires avec les vecteurs de Poynting. On peut cependant les déduire des vecteurs indices en traçant la perpendiculaire passant par  $O$ , de la tangente à la surface d'indice passant par l'extrémité du vecteur indice. Le vecteur ainsi obtenu est noté  $\mathbf{R}_e$  sur la figure. Ce dernier point est issu du lien entre la surface d'onde et la surface radiale ou surface d'ondelette. En effet, le vecteur de propagation de l'ondelette est toujours perpendiculaire au front d'onde. Le front d'onde est lui toujours tangent à l'ellipse des indices, d'où la construction.

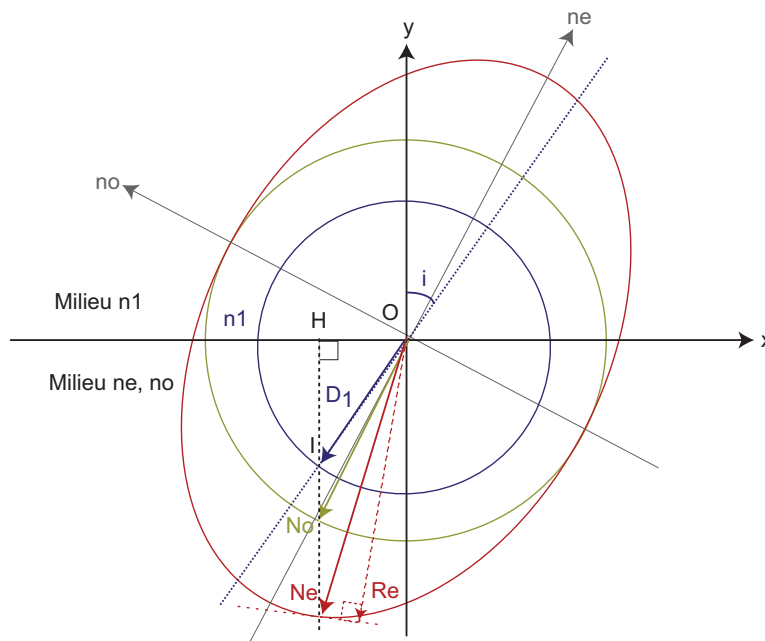


FIGURE C.4: Détermination graphique des vecteurs indices par la représentation des surfaces d'onde.

### C.2.2 Le vecteur de Poynting

L'indice ordinaire est constant et ne dépend pas de la direction de propagation du rayon déterminée par le vecteur de Poynting. L'indice extraordinaire est lui variable et doit donc être déterminé pour chaque direction de propagation.

La surface d'indice correspond à la surface décrite par le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  et est donc relié à la direction de propagation de la surface d'onde. Or les indices de réfraction correspondent à la direction de propagation des faisceaux et par conséquent au vecteur de Poynting  $\mathbf{R}$ . Ce dernier vecteur décrit lui la surface d'ondelette.

Pour déterminer l'indice extraordinaire, on utilise donc la construction de Huygens. Pour cela, on trace les surfaces d'ondelettes du rayon ordinaire, extraordinaire et du rayon incident (figure (figure C.5)). L'intersection entre la direction de propagation du rayon incident et la surface d'ondelette du rayon incident est noté  $I_1$ . On trace en  $I_1$ , la tangente au cercle de rayon  $1/n_1$ , on représente ainsi le front d'onde incident. L'intersection entre la tangente et la surface de séparation est noté  $K$ . Les coordonnées de ce point sont par conséquent  $(1/n_1 \sin(i), 0)$ .

On détermine ensuite les tangentes aux surfaces d'ondelette des rayons ordinaire et extraordinaire passant par le point  $K$ . Les points d'intersection entre les tangentes ainsi obtenues sont notés  $I_e$  et  $I_o$ . Les droites  $OI_e$  et  $OI_o$  définissent les vecteurs de Poynting  $\mathbf{R}_e$  et  $\mathbf{R}_o$  dont l'extrémité est en  $I_e$  et  $I_o$ . La norme de ces vecteurs est égale à l'inverse des indices ordinaires et extraordinaire.

On prend par exemple une surface d'indices dont l'axe optique est colinéaire à la surface de séparation entre le milieu incident d'indice  $n_1$  et le milieu biréfringent comme présenté sur la figure C.5). On supposera que le milieu incident est constitué d'air et que  $n_1 = 1$ . Pour la surface ordinaire, on retrouve par construction la loi

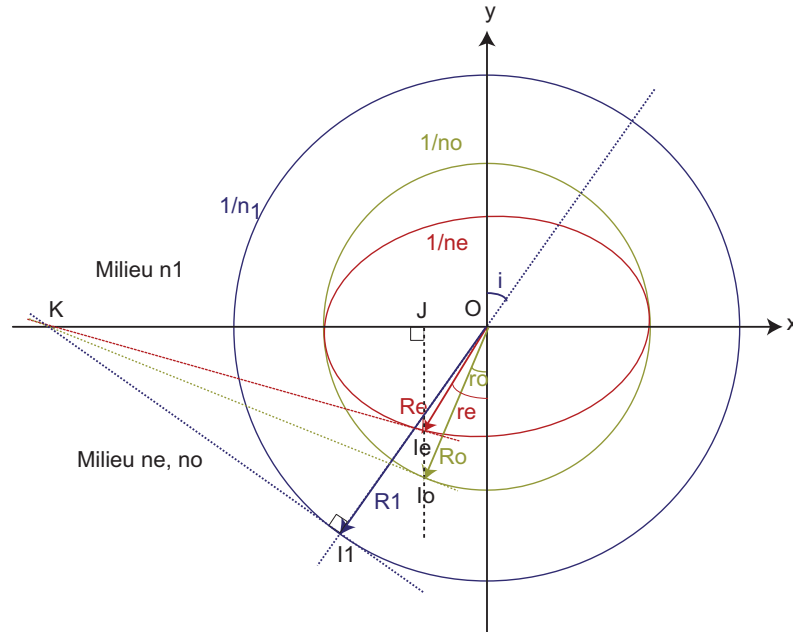


FIGURE C.5: Détermination graphique des vecteurs de Poynting par la représentation des surfaces d'ondelette dans le cas particulier où l'axe optique du milieu est colinéaire avec la surface de séparation.

de Snell-Descartes  $n_1 \sin(i) = n_o \sin(r)$ . De fait, les coordonnées du point J sont  $(\sin(r)/n_o, 0)$ . La tangente de l'ellipse passant par I a pour coordonnée x celle de la tangente à la surface ordinaire (la surface ordinaire est ici le cercle circonscrit de l'ellipse). Or l'équation de l'ellipse est :

$$n_o^2 x^2 + n_e^2 y^2 = 1. \quad (\text{C.6})$$

La coordonnées y de la tangente à l'ellipse est donc :

$$y = \sqrt{\frac{1 - n_o^2 x^2}{n_e^2}} = \sqrt{\frac{1 - n_o^2 \sin(r)^2}{n_e^2 n_o^2}}. \quad (\text{C.7})$$

L'inverse de l'indice extraordinaire,  $1/n_E$  est par conséquent égal à :

$$1/n_E = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{\frac{\sin(r)^2}{n_o^2} + \frac{1 - \sin(r)^2}{n_e^2}}. \quad (\text{C.8})$$

L'indice extraordinaire est ici noté  $n_E$  pour montrer qu'il est différent de sa valeur maximale  $n_e$ . On peut également l'exprimer en fonction de l'angle d'incidence i, dans ce cas, on a :

$$1/n_E = \sqrt{\frac{\sin(i)^2}{n_o^4} + \frac{1}{n_e^2} - \frac{\sin(i)^2}{n_e^2 n_o^2}}. \quad (\text{C.9})$$

Le résultat obtenu n'est évidemment valable que dans le cas où la surface de séparation est colinéaire à l'axe optique du milieu biréfringent et que le milieu est uniaxe positif. Par exemple, si le milieu est uniaxe négatif alors le cercle circonscrit



à l'ellipse n'est plus de rayon  $1/n_0$  mais  $1/n_e$ . Si de plus l'axe optique n'est pas colinéaire à la surface de séparation, alors le calcul de la tangente par le cercle circonscrit à l'ellipse ne donne plus une perpendiculaire à la surface de séparation.

La figure C.6 a) présente les résultats obtenus dans le cas présenté ci dessus, avec  $n_o = 3$  et  $n_e = 3.5$ . Sur la figure C.6 a), j'ai représenté les indices extraordinaires obtenus à partir de l'équation C.8 et C.9, représentées respectivement par les courbes en pointillés et en trait plein. Dans le cas où le calcul s'effectue directement à partir de l'équation C.9, on suppose que l'angle  $r$  peut prendre toutes les valeurs entre 0 et  $\pi$ . L'indice extraordinaire varie alors comme attendu, entre les valeurs  $n_o$  et  $n_e$ .

Dans le cas où le calcul est effectué à partir de l'équation C.9, on prend en compte les variations de l'angle de réfraction en fonction de l'angle d'incidence. L'angle de réfraction ne prend évidemment pas toutes les valeurs comprises entre 0 et  $\pi$ , comme présenté sur la figure C.6 b). L'indice extraordinaire varie donc entre une valeur  $n_E$  et sa valeur maximale  $n_e$ .

Dans un système réel, ce calcul doit prendre en compte l'angle d'incidence de chaque rayon ainsi que les imperfections de la surface de séparation et l'incertitude sur l'orientation de l'axe optique de la surface d'indice.

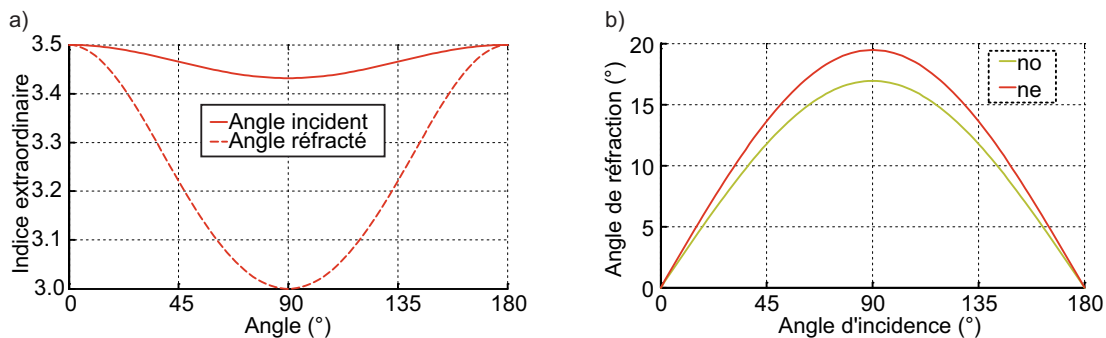


FIGURE C.6: a) Calcul de l'indice extraordinaire en supposant que l'angle réfracté prend toutes les valeurs comprises entre 0 et  $\pi$  (courbe en pointillés) et calcul réel à partir de l'angle d'incidence (courbe continue), b) comparaison des angles de réfraction de l'onde ordinaire et de l'onde extraordinaire (calculs effectués pour  $n_o = 3$  et  $n_e = 3.5$ ).

### C.3 Propagation d'un état de polarisation

La figure C.7 présente quelques cas de propagation du champ électrique dans un milieu anisotrope. On considère ici le cas d'une lame à face parallèle, dont les faces d'entrée et de sortie sont perpendiculaires au plan d'incidence. Dans chaque cas, on représente les surfaces d'ondelettes sur la face d'entrée et la face de sortie de façon à tracer les rayons ordinaires et extraordinaires.

Dans le cas a), l'axe optique de la lame est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau incident. Le front d'onde est tangent aux ellipses et passe par le point d'intersection entre la direction de propagation du faisceau incident et la surface d'ondelette associée. Dans ce cas la tangente à la surface d'ondelette du

faisceau incident est perpendiculaire à la direction de propagation. Les tangentes aux surfaces d'ondelette ordinaire et extraordinaire le sont donc également. L'axe optique est perpendiculaire à la direction de propagation du vecteur d'onde. Or le vecteur  $\mathbf{Do}$  est perpendiculaire à l'axe optique et colinéaire au front d'onde. Il est donc perpendiculaire au plan représenté sur la figure C.7 a). Le vecteur  $\mathbf{De}$  étant perpendiculaire à  $\mathbf{Do}$ , il est donc contenu dans le plan.

Le cas b) est équivalent au cas a), mais cette fois-ci l'axe optique est perpendiculaire au plan représenté sur la figure. Dans ce plan, les surfaces d'ondelettes sont des cercles de rayon  $1/ne$  et  $1/no$ . L'orientation des vecteurs  $\mathbf{De}$  et  $\mathbf{Do}$  est inversé par rapport au cas a).

Dans le cas c), l'axe optique est incliné par rapport à la face d'entrée de la lame. On trace le front d'onde de la surface d'indice ordinaire. L'intersection entre la direction du front d'onde et les ellipses ordinaire et extraordinaire permet de déterminer la direction du rayon réfracté. On fait de même en sortie de la lame.

Le front d'onde est, dans les cas présentés, perpendiculaire au plan d'incidence car on considère un rayon incident perpendiculaire à la face d'entrée. Ce n'est évidemment pas le cas si l'angle d'incidence est non nul comme vu au C.2.2.

Pour les cas a) et b), représentant des cas classiques d'utilisation de lame à faces parallèles en faisceau collimaté, on voit que les vecteurs  $\mathbf{De}$  et  $\mathbf{Do}$  sont toujours perpendiculaires au rayon lumineux. Cette particularité est due au fait que l'axe optique de la lame est dans les deux cas perpendiculaire au rayon incident. On définit ainsi les axes neutres de la lame qui correspondent donc aux axes ordinaire et extraordinaire de la surface d'indice.

Si contrairement au cas a) et b), comme présenté dans le cas c), le vecteur  $\mathbf{De}$  n'est pas perpendiculaire à l'axe extraordinaire, alors il n'est plus après réfraction, perpendiculaire au rayon.

Le déphasage  $\phi$  introduit entre les composantes ordinaire et extraordinaire est directement lié à la direction du rayon réfracté et donc aux indices ordinaire et extraordinaire. Il est défini par :

$$\phi = \frac{2\pi(n_E - n_o)e}{\lambda_0}, \quad (\text{C.10})$$

avec  $e$  l'épaisseur de la lame et  $\lambda_0$  la longueur d'onde dans le vide.

Dans les cas a) et b),  $n_E = n_e$ , dans le cas c),  $n_E \neq n_e$ . Il faut alors reproduire un calcul similaire à celui présenté en C.2.2.

Si on considère un état de polarisation linéaire, qui arrive sur une lame à face parallèle comme présenté dans le cas a), faisant un angle  $\alpha$  avec l'axe optique de la lame (figure C.8). On décompose dans un premier temps cet état en composantes parallèles et perpendiculaires à l'axe optique pour déterminer les composantes  $D_e$  et  $D_o$  à l'entrée de la lame. On suppose que les composantes à l'entrée de la lame ne sont pas déphasés, on a alors :

$$\begin{aligned} D_o &= D \cos(\alpha) \\ D_E &= D \sin(\alpha). \end{aligned} \quad (\text{C.11})$$

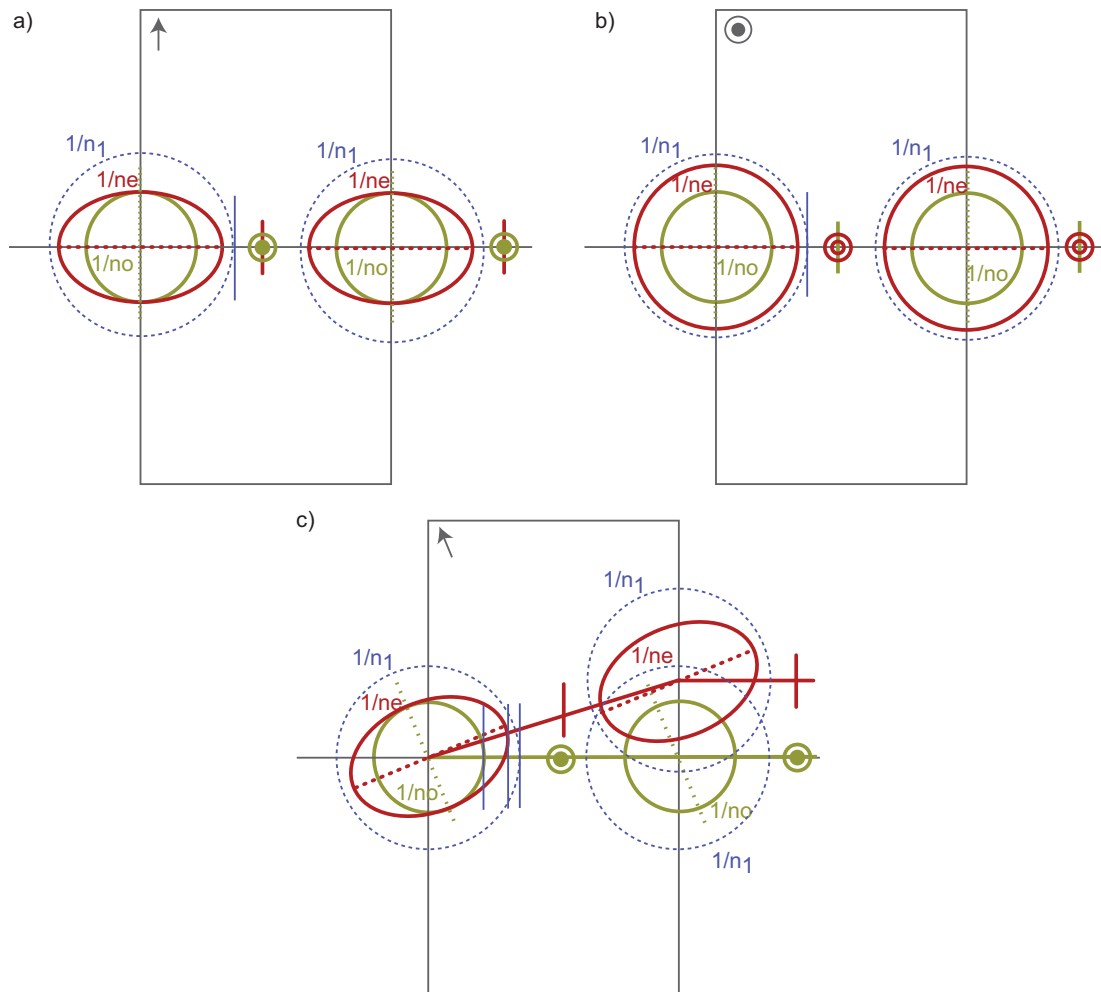


FIGURE C.7: Exemple de propagation du vecteur déplacement dans une lame à face parallèle : a) l'axe optique est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau incident et contenu dans le plan formé par la face d'entrée de la lame et la direction de propagation ; b) l'axe optique est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau incident et perpendiculaire au plan formé par la face d'entrée de la lame et la direction de propagation ; c) l'axe optique est incliné par rapport à la direction de propagation du faisceau incident et contenu dans le plan formé par la face d'entrée de la lame et la direction de propagation.

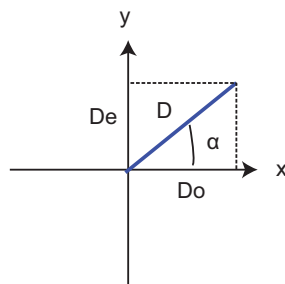


FIGURE C.8: Orientation de l'état de polarisation incident par rapport aux axes de la lame.

En sortie de la lame, les composantes ont été déphasées de  $\phi$ , on a donc :

$$\begin{aligned} D_o &= D \cos(\alpha) \\ D_E &= D \sin(\alpha) \cos(\phi). \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

Le vecteur  $\mathbf{D}$  en sortie de la lame décrit donc une ellipse d'équation :

$$\frac{D_E^2}{D^2 \cos^2(\alpha)} + \frac{D_o^2}{D^2 \sin^2(\alpha)} - \frac{2D_E D_o \cos(\phi)}{D \sin(\alpha) \sin(\alpha)} = \sin^2(\phi)^2. \quad (\text{C.13})$$

Dans le cas où le déphasage  $\phi$  est égal à  $\pi$ , soit dans le cas d'une lame demi-onde, on a alors :

$$\frac{D_o}{D_E} = -\tan(\alpha). \quad (\text{C.14})$$

L'état de polarisation en sortie de la lame est donc dans ce cas linéaire et symétrique de celui en entrée de la lame. Si le déphasage  $\phi$  est différent de  $k\pi$ , avec  $k$  un nombre entier, alors l'état de polarisation en sortie n'est plus linéaire. Son ellipticité dépend du déphasage  $\phi$ . La rotation du plan de polarisation est alors dépendant à la fois de l'épaisseur de la lame et du déphasage  $\phi$ .

La figure C.9 a) présente le déphasage obtenu dans l'exemple présenté en C.2.2, avec  $ne = 3.5$  et  $no = 3$  et l'axe optique de la lame perpendiculaire au face d'entrée et de sortie du composant. L'épaisseur  $e$  de la lame est tel que le déphasage qu'elle induit soit égal à  $\pi$  pour une incidence normale. Le déphasage dans ce cas varie entre  $155^\circ$  et  $180^\circ$ . Cependant les systèmes optiques sont conçus, dans tous les cas, de façon à limiter la convergence du faisceau sur ce type de composant. Par exemple, dans le cas de PILOT, la convergence du faisceau au niveau de la lame demi-onde, pour un système parfaitement aligné, n'excède pas  $20^\circ$ .

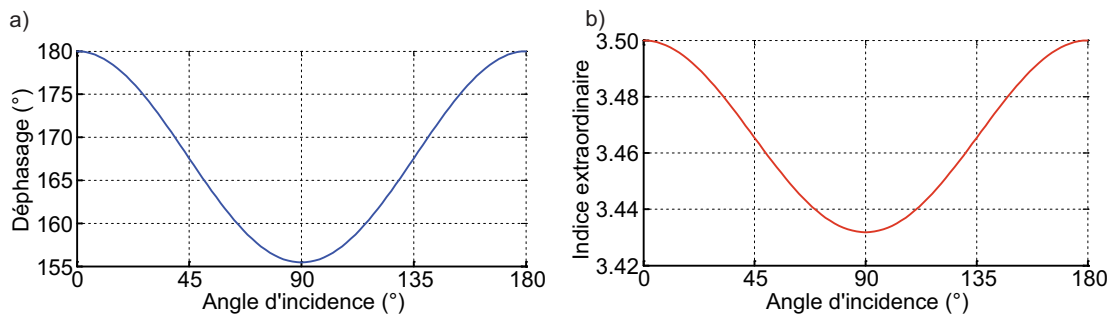


FIGURE C.9: a) Déphasage introduit par une lame demi-onde en fonction de l'angle d'incidence ( $^\circ$ ) à partir de l'indice extraordinaire calculé en C.2.2 pour  $ne = 3.5$  et  $no = 3$ , dont la variation en fonction de l'angle d'incidence est présenté en b)



## ◀ ANNEXE D ▶

### MATRICES DE MUELLER DE L'INSTRUMENT

Les tableaux D.1, D.2, D.3, D.4, D.5, D.6, D.7 et D.8 indique pour chaque point du champ (figure D.1) les matrices de Mueller de l'instrument, pour un faisceau incident totalement polarisé. Les positions de l'axe optique de la lame demi-onde considérées sont présentées sur la figure D.2.

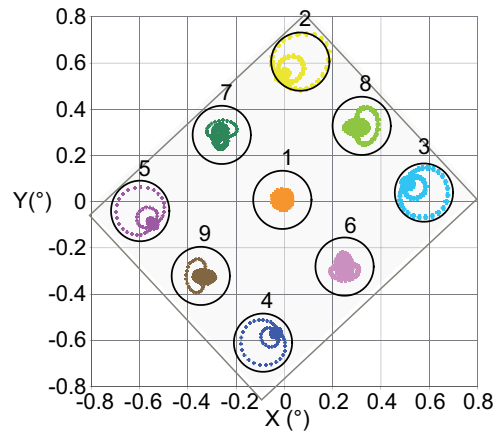


FIGURE D.1: Positions des 9 points du champ considérés

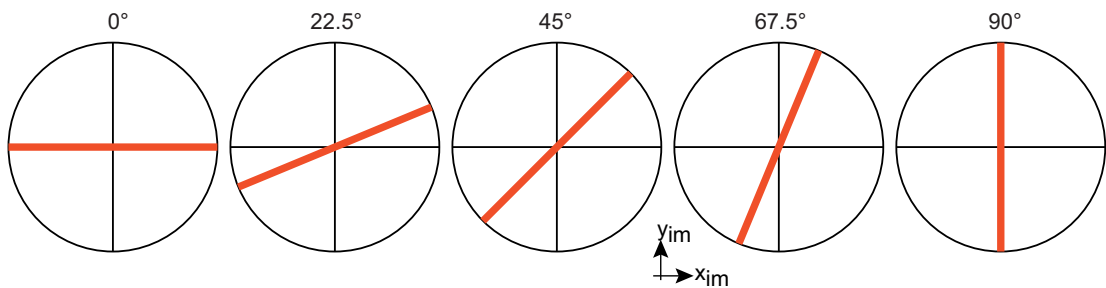


FIGURE D.2: Représentation schématique de l'orientation de l'axe de la lame demi-onde dans le repère d'observation  $Ox_{im}y_{im}z_{im}$ , présenté sur la figure IV.63.

TABLE D.1: Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 0° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1

n°	Lame à 0°
1	$\begin{pmatrix} 0.2318 & -0.0140 & -0.0003 & 0.0003 \\ -0.0001 & 0.9985 & -0.0334 & 0.0334 \\ -0.0000 & 0.0000 & -0.9955 & -0.0470 \\ -0.0000 & 0.0000 & 0.0470 & -0.9940 \end{pmatrix}$
2	$\begin{pmatrix} 0.2327 & -0.0400 & 0.0010 & 0.0003 \\ -0.0014 & 0.9951 & -0.1520 & 0.1437 \\ -0.0064 & -0.0097 & -0.9703 & -0.1251 \\ 0.0025 & 0.0011 & 0.1231 & -0.9722 \end{pmatrix}$
3	$\begin{pmatrix} 0.2298 & 0.0098 & 0.0037 & 0.0001 \\ 0.0002 & 0.9952 & 0.0178 & -0.0693 \\ -0.0145 & -0.0540 & -0.9785 & 0.0801 \\ 0.0016 & -0.0044 & -0.0777 & -0.9867 \end{pmatrix}$
4	$\begin{pmatrix} 0.2317 & -0.0347 & -0.0004 & 0.0003 \\ -0.0002 & 0.9994 & -0.1193 & 0.1221 \\ -0.0010 & 0.0032 & -0.9767 & -0.1394 \\ 0.0011 & -0.0007 & 0.1400 & -0.9762 \end{pmatrix}$
5	$\begin{pmatrix} 0.2299 & 0.0094 & -0.0022 & 0.0002 \\ 0.0006 & 0.9959 & 0.1150 & -0.0675 \\ 0.0084 & 0.0510 & -0.9928 & 0.0653 \\ -0.0033 & 0.0039 & -0.0669 & -0.9889 \end{pmatrix}$
6	$\begin{pmatrix} 0.2313 & -0.0129 & -0.0000 & 0.0005 \\ 0.0001 & 0.9987 & -0.0483 & 0.0291 \\ -0.0006 & -0.0209 & -0.9937 & -0.0435 \\ 0.0007 & 0.0012 & 0.0419 & -0.9939 \end{pmatrix}$
7	$\begin{pmatrix} 0.2314 & -0.0156 & -0.0037 & 0.0004 \\ -0.0006 & 0.9965 & -0.0144 & 0.0406 \\ 0.0137 & 0.0283 & -1.0091 & -0.0375 \\ -0.0027 & -0.0009 & 0.0406 & -0.9927 \end{pmatrix}$
8	$\begin{pmatrix} 0.2310 & -0.0162 & 0.0044 & 0.0001 \\ -0.0009 & 0.9956 & -0.0743 & 0.0418 \\ -0.0189 & -0.0359 & -0.9744 & -0.0363 \\ 0.0034 & 0.0010 & 0.0326 & -0.9903 \end{pmatrix}$
9	$\begin{pmatrix} 0.2308 & -0.0124 & -0.0002 & 0.0001 \\ 0.0002 & 0.9985 & -0.0033 & 0.0257 \\ -0.0011 & 0.0253 & -0.9921 & -0.0395 \\ -0.0007 & -0.0014 & 0.0415 & -0.9921 \end{pmatrix}$

TABLE D.2: Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 22.5° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1

$n^o$	Lame à 22.5°
1	$\begin{pmatrix} 0.2316 & -0.0122 & -0.0044 & 0.0001 \\ 0.0001 & 0.0002 & 0.9963 & 0.0332 \\ -0.0001 & 0.9975 & -0.0333 & 0.0002 \\ -0.0004 & -0.0334 & 0.0352 & -0.9956 \end{pmatrix}$
2	$\begin{pmatrix} 0.2309 & -0.0272 & -0.0091 & -0.0004 \\ -0.0220 & 0.0174 & 1.0083 & 0.0581 \\ -0.0003 & 0.9942 & -0.1088 & 0.0390 \\ 0.0020 & -0.0572 & 0.0642 & -0.9858 \end{pmatrix}$
3	$\begin{pmatrix} 0.2299 & 0.0028 & 0.0110 & -0.0002 \\ 0.0665 & 0.0486 & 0.9285 & -0.0394 \\ -0.0030 & 0.9939 & -0.0116 & 0.0056 \\ -0.0004 & 0.0353 & -0.0334 & -0.9900 \end{pmatrix}$
4	$\begin{pmatrix} 0.2301 & -0.0201 & -0.0123 & -0.0006 \\ -0.0352 & 0.0034 & 1.0257 & 0.0650 \\ 0.0003 & 0.9939 & -0.0721 & 0.0011 \\ -0.0014 & -0.0665 & 0.0774 & -0.9903 \end{pmatrix}$
5	$\begin{pmatrix} 0.2297 & 0.0037 & 0.0055 & -0.0002 \\ 0.0445 & -0.0544 & 0.9485 & -0.0398 \\ 0.0036 & 0.9911 & 0.0873 & 0.0091 \\ -0.0030 & 0.0450 & -0.0350 & -0.9894 \end{pmatrix}$
6	$\begin{pmatrix} 0.2314 & -0.0153 & -0.0088 & 0.0004 \\ -0.0189 & 0.0219 & 1.0114 & 0.0541 \\ 0.0000 & 0.9966 & -0.0681 & -0.0064 \\ -0.0024 & -0.0521 & 0.0602 & -0.9960 \end{pmatrix}$
7	$\begin{pmatrix} 0.2316 & -0.0176 & -0.0114 & 0.0004 \\ -0.0293 & -0.0252 & 1.0247 & 0.0468 \\ -0.0013 & 0.9945 & -0.0293 & 0.0097 \\ -0.0029 & -0.0490 & 0.0510 & -0.9924 \end{pmatrix}$
8	$\begin{pmatrix} 0.2307 & -0.0086 & 0.0063 & 0.0001 \\ 0.0452 & 0.0336 & 0.9495 & -0.0060 \\ -0.0016 & 0.9959 & -0.0451 & 0.0225 \\ 0.0005 & 0.0054 & -0.0055 & -0.9923 \end{pmatrix}$
9	$\begin{pmatrix} 0.2305 & -0.0035 & 0.0027 & 0.0001 \\ 0.0306 & -0.0272 & 0.9663 & -0.0086 \\ 0.0018 & 0.9950 & 0.0280 & 0.0052 \\ -0.0031 & 0.0088 & -0.0047 & -0.9947 \end{pmatrix}$



TABLE D.3: Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 45° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1

n°	Lame à 45°
1	$\begin{pmatrix} 0.2313 & -0.0078 & -0.0060 & 0.0000 \\ 0.0001 & -0.9965 & 0.0337 & 0.0136 \\ -0.0000 & -0.0000 & 0.9975 & 0.0000 \\ 0.0000 & -0.0472 & 0.0016 & -0.9956 \end{pmatrix}$
2	$\begin{pmatrix} 0.2300 & -0.0162 & -0.0000 & -0.0001 \\ 0.0008 & -0.9960 & 0.0805 & -0.0592 \\ 0.0258 & 0.0132 & 0.9651 & -0.0005 \\ 0.0002 & -0.0098 & 0.0015 & -0.9890 \end{pmatrix}$
3	$\begin{pmatrix} 0.2291 & -0.0048 & 0.0007 & 0.0002 \\ 0.0021 & -0.9939 & 0.0632 & 0.0007 \\ 0.0286 & 0.0435 & 0.9669 & 0.0011 \\ -0.0007 & -0.0205 & 0.0047 & -0.9958 \end{pmatrix}$
4	$\begin{pmatrix} 0.2293 & -0.0073 & -0.0014 & -0.0001 \\ -0.0012 & -0.9937 & 0.0358 & -0.0231 \\ 0.0199 & 0.0028 & 0.9789 & -0.0012 \\ 0.0003 & -0.0091 & -0.0002 & -0.9926 \end{pmatrix}$
5	$\begin{pmatrix} 0.2293 & -0.0039 & -0.0035 & -0.0000 \\ -0.0003 & -0.9936 & -0.0432 & -0.0144 \\ 0.0108 & -0.0584 & 0.9852 & 0.0005 \\ 0.0001 & -0.0037 & -0.0034 & -0.9894 \end{pmatrix}$
6	$\begin{pmatrix} 0.2310 & -0.0065 & -0.0144 & -0.0000 \\ -0.0009 & -0.9916 & 0.0543 & 0.0594 \\ -0.0370 & 0.0235 & 1.0342 & 0.0007 \\ -0.0000 & -0.0865 & 0.0060 & -0.9938 \end{pmatrix}$
7	$\begin{pmatrix} 0.2312 & -0.0096 & -0.0166 & 0.0000 \\ 0.0014 & -0.9928 & 0.0176 & 0.0397 \\ -0.0467 & -0.0237 & 1.0423 & -0.0007 \\ -0.0000 & -0.0816 & 0.0001 & -0.9907 \end{pmatrix}$
8	$\begin{pmatrix} 0.2310 & -0.0103 & 0.0101 & -0.0000 \\ 0.0026 & -0.9935 & 0.0682 & -0.0673 \\ 0.0703 & 0.0285 & 0.9240 & 0.0004 \\ 0.0000 & 0.0238 & 0.0004 & -0.9899 \end{pmatrix}$
9	$\begin{pmatrix} 0.2307 & -0.0059 & 0.0079 & 0.0000 \\ -0.0022 & -0.9924 & -0.0041 & -0.0610 \\ 0.0607 & -0.0292 & 0.9382 & -0.0007 \\ 0.0001 & 0.0351 & -0.0016 & -0.9888 \end{pmatrix}$

TABLE D.4: Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à  $67.5^\circ$  pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1

$n^\circ$	Lame à $67.5^\circ$
1	$\begin{pmatrix} 0.2313 & -0.0034 & -0.0044 & 0.0001 \\ 0.0001 & 0.0002 & -0.9966 & 0.0333 \\ 0.0001 & -0.9975 & 0.0339 & -0.0001 \\ 0.0004 & -0.0335 & -0.0332 & -0.9947 \end{pmatrix}$
2	$\begin{pmatrix} 0.2310 & -0.0228 & 0.0080 & 0.0003 \\ -0.0542 & -0.0080 & -0.9332 & -0.0336 \\ 0.0021 & -0.9935 & 0.1231 & -0.1498 \\ 0.0007 & 0.0341 & 0.0291 & -0.9794 \end{pmatrix}$
3	$\begin{pmatrix} 0.2291 & 0.0083 & -0.0095 & 0.0009 \\ 0.0230 & -0.0422 & -1.0182 & 0.0709 \\ -0.0011 & -0.9908 & 0.0310 & 0.0897 \\ -0.0000 & -0.0744 & -0.0715 & -0.9899 \end{pmatrix}$
4	$\begin{pmatrix} 0.2303 & -0.0156 & 0.0085 & 0.0004 \\ -0.0565 & 0.0004 & -0.9371 & -0.0426 \\ 0.0001 & -0.9944 & 0.0829 & -0.1299 \\ 0.0032 & 0.0440 & 0.0329 & -0.9817 \end{pmatrix}$
5	$\begin{pmatrix} 0.2296 & 0.0082 & -0.0136 & 0.0008 \\ 0.0421 & 0.0623 & -1.0300 & 0.0573 \\ 0.0025 & -0.9938 & -0.0755 & 0.0761 \\ -0.0005 & -0.0567 & -0.0694 & -0.9873 \end{pmatrix}$
6	$\begin{pmatrix} 0.2309 & 0.0022 & -0.0087 & 0.0000 \\ 0.0175 & -0.0267 & -1.0140 & 0.0505 \\ -0.0012 & -0.9948 & 0.0381 & 0.0408 \\ 0.0036 & -0.0517 & -0.0525 & -0.9910 \end{pmatrix}$
7	$\begin{pmatrix} 0.2310 & -0.0012 & -0.0116 & 0.0001 \\ 0.0313 & 0.0235 & -1.0251 & 0.0515 \\ 0.0009 & -0.9959 & 0.0055 & 0.0262 \\ 0.0018 & -0.0499 & -0.0525 & -0.9903 \end{pmatrix}$
8	$\begin{pmatrix} 0.2307 & -0.0116 & 0.0058 & 0.0000 \\ -0.0438 & -0.0254 & -0.9495 & -0.0041 \\ 0.0022 & -0.9943 & 0.0919 & -0.0704 \\ 0.0009 & 0.0024 & 0.0027 & -0.9905 \end{pmatrix}$
9	$\begin{pmatrix} 0.2306 & -0.0084 & 0.0030 & -0.0001 \\ -0.0311 & 0.0336 & -0.9646 & -0.0099 \\ -0.0009 & -0.9970 & 0.0217 & -0.0664 \\ 0.0016 & 0.0111 & 0.0072 & -0.9884 \end{pmatrix}$

TABLE D.5: Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 90° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1

n°	Lame à 90°
1	$\begin{pmatrix} 0.2314 & -0.0016 & -0.0003 & 0.0003 \\ -0.0001 & 0.9984 & -0.0341 & 0.0340 \\ 0.0000 & -0.0000 & -0.9955 & 0.0475 \\ -0.0000 & 0.0000 & -0.0476 & -0.9939 \end{pmatrix}$
2	$\begin{pmatrix} 0.2313 & -0.0299 & 0.0016 & -0.0002 \\ -0.0024 & 0.9947 & -0.1576 & 0.1540 \\ -0.0067 & -0.0056 & -0.9737 & -0.0681 \\ 0.0015 & 0.0004 & 0.0668 & -0.9757 \end{pmatrix}$
3	$\begin{pmatrix} 0.2302 & 0.0219 & 0.0028 & 0.0009 \\ -0.0002 & 0.9953 & 0.0200 & -0.0687 \\ -0.0160 & -0.0506 & -0.9703 & 0.1426 \\ -0.0011 & -0.0075 & -0.1393 & -0.9811 \end{pmatrix}$
4	$\begin{pmatrix} 0.2307 & -0.0204 & 0.0003 & -0.0001 \\ -0.0000 & 0.9994 & -0.1080 & 0.1143 \\ -0.0008 & 0.0072 & -0.9853 & -0.0665 \\ 0.0003 & -0.0005 & 0.0676 & -0.9848 \end{pmatrix}$
5	$\begin{pmatrix} 0.2303 & 0.0219 & -0.0024 & 0.0008 \\ 0.0002 & 0.9957 & 0.1195 & -0.0681 \\ 0.0095 & 0.0547 & -0.9880 & 0.1313 \\ -0.0022 & 0.0076 & -0.1339 & -0.9831 \end{pmatrix}$
6	$\begin{pmatrix} 0.2310 & 0.0004 & -0.0002 & 0.0002 \\ 0.0002 & 0.9984 & -0.0518 & 0.0256 \\ -0.0012 & -0.0286 & -0.9929 & 0.0422 \\ 0.0019 & -0.0010 & -0.0441 & -0.9929 \end{pmatrix}$
7	$\begin{pmatrix} 0.2308 & -0.0042 & -0.0036 & 0.0001 \\ -0.0009 & 0.9965 & -0.0253 & 0.0451 \\ 0.0145 & 0.0211 & -1.0098 & 0.0408 \\ 0.0002 & 0.0011 & -0.0398 & -0.9910 \end{pmatrix}$
8	$\begin{pmatrix} 0.2304 & -0.0049 & 0.0043 & 0.0005 \\ -0.0012 & 0.9958 & -0.0692 & 0.0471 \\ -0.0199 & -0.0248 & -0.9733 & 0.0346 \\ -0.0004 & -0.0012 & -0.0363 & -0.9916 \end{pmatrix}$
9	$\begin{pmatrix} 0.2306 & 0.0011 & 0.0000 & 0.0005 \\ 0.0003 & 0.9981 & 0.0121 & 0.0213 \\ -0.0004 & 0.0375 & -0.9931 & 0.0408 \\ -0.0027 & 0.0012 & -0.0384 & -0.9942 \end{pmatrix}$

TABLE D.6: Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à  $112.5^\circ$  pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1

$n^\circ$	Lame à $112.5^\circ$
1	$\begin{pmatrix} 0.2313 & -0.0034 & 0.0045 & 0.0001 \\ 0.0001 & 0.0002 & 0.9964 & -0.0335 \\ -0.0001 & 0.9975 & -0.0334 & 0.0669 \\ -0.0004 & 0.0335 & -0.0338 & -0.9933 \end{pmatrix}$
2	$\begin{pmatrix} 0.2304 & -0.0182 & -0.0007 & 0.0000 \\ -0.0215 & 0.0029 & 1.0104 & 0.0101 \\ -0.0012 & 0.9957 & -0.0951 & 0.0862 \\ 0.0007 & -0.0096 & 0.0097 & -0.9853 \end{pmatrix}$
3	$\begin{pmatrix} 0.2300 & 0.0122 & 0.0195 & -0.0005 \\ 0.0666 & 0.0614 & 0.9255 & -0.0841 \\ -0.0037 & 0.9910 & -0.0195 & 0.0503 \\ -0.0023 & 0.0781 & -0.0768 & -0.9851 \end{pmatrix}$
4	$\begin{pmatrix} 0.2298 & -0.0112 & -0.0038 & -0.0001 \\ -0.0349 & -0.0133 & 1.0287 & 0.0195 \\ -0.0001 & 0.9956 & -0.0570 & 0.0454 \\ -0.0022 & -0.0216 & 0.0284 & -0.9932 \end{pmatrix}$
5	$\begin{pmatrix} 0.2296 & 0.0122 & 0.0150 & -0.0004 \\ 0.0447 & -0.0439 & 0.9469 & -0.0856 \\ 0.0028 & 0.9887 & 0.0818 & 0.0546 \\ -0.0031 & 0.0930 & -0.0759 & -0.9846 \end{pmatrix}$
6	$\begin{pmatrix} 0.2310 & -0.0062 & 0.0000 & 0.0001 \\ -0.0188 & 0.0259 & 1.0123 & -0.0035 \\ 0.0005 & 0.9977 & -0.0745 & 0.0512 \\ -0.0007 & 0.0044 & -0.0019 & -0.9954 \end{pmatrix}$
7	$\begin{pmatrix} 0.2309 & -0.0090 & -0.0022 & 0.0000 \\ -0.0292 & -0.0210 & 1.0253 & -0.0114 \\ -0.0014 & 0.9955 & -0.0348 & 0.0681 \\ -0.0001 & 0.0113 & -0.0120 & -0.9899 \end{pmatrix}$
8	$\begin{pmatrix} 0.2307 & 0.0004 & 0.0147 & 0.0006 \\ 0.0455 & 0.0279 & 0.9473 & -0.0600 \\ -0.0013 & 0.9946 & -0.0371 & 0.0764 \\ -0.0035 & 0.0584 & -0.0598 & -0.9888 \end{pmatrix}$
9	$\begin{pmatrix} 0.2305 & 0.0051 & 0.0116 & 0.0006 \\ 0.0308 & -0.0346 & 0.9645 & -0.0615 \\ 0.0022 & 0.9931 & 0.0377 & 0.0576 \\ -0.0059 & 0.0632 & -0.0540 & -0.9930 \end{pmatrix}$

TABLE D.7: Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à  $135^\circ$  pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1

$n^\circ$	Lame à $135^\circ$
1	$\begin{pmatrix} 0.2313 & -0.0078 & 0.0066 & -0.0000 \\ 0.0001 & -0.9965 & 0.0338 & -0.0807 \\ 0.0000 & 0.0000 & 0.9976 & -0.0000 \\ -0.0000 & 0.0472 & -0.0015 & -0.9925 \end{pmatrix}$
2	$\begin{pmatrix} 0.2301 & -0.0162 & 0.0126 & 0.0004 \\ 0.0004 & -0.9946 & 0.0651 & -0.1268 \\ 0.0267 & -0.0010 & 0.9646 & -0.0010 \\ -0.0019 & 0.0584 & -0.0047 & -0.9835 \end{pmatrix}$
3	$\begin{pmatrix} 0.2293 & -0.0041 & 0.0134 & -0.0004 \\ 0.0023 & -0.9924 & 0.0816 & -0.0635 \\ 0.0296 & 0.0603 & 0.9641 & 0.0018 \\ 0.0015 & 0.0439 & 0.0006 & -0.9920 \end{pmatrix}$
4	$\begin{pmatrix} 0.2293 & -0.0074 & 0.0114 & 0.0005 \\ -0.0015 & -0.9923 & 0.0172 & -0.0867 \\ 0.0209 & -0.0142 & 0.9785 & -0.0021 \\ -0.0021 & 0.0543 & -0.0016 & -0.9916 \end{pmatrix}$
5	$\begin{pmatrix} 0.2292 & -0.0045 & 0.0092 & -0.0005 \\ 0.0003 & -0.9927 & -0.0263 & -0.0788 \\ 0.0119 & -0.0425 & 0.9847 & 0.0012 \\ 0.0024 & 0.0614 & -0.0006 & -0.9849 \end{pmatrix}$
6	$\begin{pmatrix} 0.2310 & -0.0062 & -0.0021 & 0.0000 \\ -0.0011 & -0.9949 & 0.0542 & -0.0222 \\ -0.0369 & 0.0231 & 1.0342 & 0.0005 \\ -0.0001 & -0.0050 & 0.0020 & -0.9954 \end{pmatrix}$
7	$\begin{pmatrix} 0.2311 & -0.0099 & -0.0044 & 0.0000 \\ 0.0016 & -0.9957 & 0.0179 & -0.0431 \\ -0.0466 & -0.0232 & 1.0418 & -0.0003 \\ -0.0000 & 0.0016 & -0.0018 & -0.9897 \end{pmatrix}$
8	$\begin{pmatrix} 0.2312 & -0.0100 & 0.0230 & -0.0000 \\ 0.0024 & -0.9893 & 0.0687 & -0.1435 \\ 0.0705 & 0.0290 & 0.9233 & 0.0008 \\ -0.0001 & 0.1007 & -0.0054 & -0.9817 \end{pmatrix}$
9	$\begin{pmatrix} 0.2307 & -0.0063 & 0.0208 & 0.0000 \\ -0.0019 & -0.9876 & -0.0048 & -0.1349 \\ 0.0609 & -0.0297 & 0.9381 & -0.0008 \\ 0.0001 & 0.1092 & -0.0008 & -0.9825 \end{pmatrix}$

TABLE D.8: Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à  $167.5^\circ$  pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1

$n^\circ$	Lame à $167.5^\circ$
1	$\begin{pmatrix} 0.2316 & -0.0122 & 0.0044 & 0.0001 \\ 0.0001 & 0.0002 & -0.9968 & -0.0332 \\ 0.0001 & -0.9975 & 0.0338 & -0.0667 \\ 0.0004 & 0.0334 & 0.0314 & -0.9925 \end{pmatrix}$
2	$\begin{pmatrix} 0.2318 & -0.0316 & 0.0170 & 0.0007 \\ -0.0544 & 0.0016 & -0.9315 & -0.0802 \\ 0.0012 & -0.9911 & 0.1182 & -0.1978 \\ 0.0020 & 0.0823 & 0.0681 & -0.9692 \end{pmatrix}$
3	$\begin{pmatrix} 0.2294 & -0.0001 & -0.0007 & 0.0004 \\ 0.0226 & -0.0575 & -1.0194 & 0.0260 \\ -0.0019 & -0.9921 & 0.0453 & 0.0429 \\ 0.0016 & -0.0268 & -0.0266 & -0.9930 \end{pmatrix}$
4	$\begin{pmatrix} 0.2307 & -0.0246 & 0.0175 & 0.0009 \\ -0.0565 & 0.0124 & -0.9356 & -0.0859 \\ -0.0002 & -0.9917 & 0.0753 & -0.1752 \\ 0.0041 & 0.0883 & 0.0729 & -0.9742 \end{pmatrix}$
5	$\begin{pmatrix} 0.2297 & -0.0012 & -0.0056 & 0.0004 \\ 0.0417 & 0.0459 & -1.0321 & 0.0116 \\ 0.0019 & -0.9960 & -0.0602 & 0.0292 \\ -0.0006 & -0.0134 & -0.0178 & -0.9892 \end{pmatrix}$
6	$\begin{pmatrix} 0.2310 & -0.0064 & 0.0006 & 0.0001 \\ 0.0174 & -0.0220 & -1.0154 & -0.0068 \\ -0.0009 & -0.9961 & 0.0314 & -0.0168 \\ 0.0019 & 0.0075 & 0.0043 & -0.9937 \end{pmatrix}$
7	$\begin{pmatrix} 0.2311 & -0.0103 & -0.0029 & 0.0001 \\ 0.0311 & 0.0269 & -1.0257 & -0.0074 \\ 0.0010 & -0.9969 & 0.0004 & -0.0324 \\ -0.0011 & 0.0076 & 0.0078 & -0.9915 \end{pmatrix}$
8	$\begin{pmatrix} 0.2315 & -0.0202 & 0.0148 & -0.0001 \\ -0.0441 & -0.0318 & -0.9470 & -0.0588 \\ 0.0023 & -0.9926 & 0.1007 & -0.1243 \\ 0.0048 & 0.0585 & 0.0487 & -0.9824 \end{pmatrix}$
9	$\begin{pmatrix} 0.2311 & -0.0175 & 0.0114 & -0.0001 \\ -0.0314 & 0.0268 & -0.9624 & -0.0628 \\ -0.0002 & -0.9955 & 0.0306 & -0.1184 \\ 0.0044 & 0.0623 & 0.0574 & -0.9813 \end{pmatrix}$



## LISTE DES TABLEAUX

Tab.I.1.	Paramètres stellaires moyens de l'échantillon de 5500 étoiles issues du catalogue de Heiles, séparés en deux catégories : à haute latitude $ b  > 10^\circ$ et à basse latitude $ b  < 10^\circ$ . Le chiffre entre parenthèse indique le pourcentage d'étoiles de l'échantillon dans chaque cas (tableau extrait de Fosalba et al. (2002)). . . . .	17
Tab.I.2.	Principales caractéristiques de l'instrument PILOT. La dernière ligne du tableau indique la performance à $3\sigma$ dans les deux modes extrêmes correspondant respectivement à une vitesse de scan de $10^\circ/\text{h}$ et $300^\circ/\text{h}$ (Bernard et al., 2007). . . . .	27
Tab.II.1.	Caractéristiques nominales des éléments constituant le télescope. .	45
Tab.II.2.	Caractéristiques nominales des éléments constituant le système ré-imageur. . . . .	46
Tab.II.3.	Correspondance entre les positions objet et image, rayon RMS ( $\mu\text{m}$ ) et géométrique ( $\mu\text{m}$ ), des taches images présentées sur la figure II.8. . . . .	50
Tab.II.4.	Récapitulatif des perturbations ayant le plus d'impact sur la performance du système. . . . .	58
Tab.II.5.	Perturbations incluses dans l'étude de tolérancement. . . . .	61
Tab.III.1.	Récapitulatif des spécifications du miroir. . . . .	75
Tab.III.2.	Incertitudes sur les caractéristiques optiques et sur le changement de repère, entre le repère de mesure et le repère optique (liées à l'incertitude sur l'instrumentation). . . . .	81
Tab.III.3.	Incertitudes sur les caractéristiques optiques et sur le positionnement dans le repère optique (liées à l'incertitude sur la température). . . . .	83
Tab.III.4.	Comparaison des spécifications et des caractéristiques optiques estimées du miroir primaire. . . . .	84
Tab.III.5.	Coordonnées de la position du foyer pour la caractérisation du miroir primaire et de l'instrument intégré, à température ambiante. . . . .	85
Tab.III.6.	Coordonnées du centre des billes de référence dans le repère optique, à température ambiante. . . . .	85
Tab.III.7.	Récapitulatif des spécifications et des caractéristiques estimées du miroir primaire. . . . .	86
Tab.III.8.	Changement de repère et caractéristiques optiques en fonction de l'élévation. . . . .	88
Tab.III.9.	Position du foyer dans le repère optique en fonction de l'élévation. . . . .	89
Tab.III.10.	Caractéristiques optiques en fonction de la température. . . . .	90
Tab.III.11.	Changement de repère en fonction de la température. . . . .	90



Tab.III.12.	Position du foyer dans le repère optique en fonction de la température. . . . .	91
Tab.III.13.	Coordonnées centre bille dans le repère optique en fonction de la température. . . . .	91
Tab.III.14.	Comparaison du décalage de la position du foyer du miroir primaire et du foyer du photomètre en fonction du différentiel de température $\Delta T$ par rapport à la température initiale de 21 °C. . . . .	96
Tab.III.15.	Translation à effectuer entre la position du foyer du miroir primaire et du foyer du photomètre pour un différentiel de température $\Delta T = -40$ °C par rapport à la température initiale de 21 °C ( $\Delta T = 0$ °C). . . . .	96
Tab.III.16.	Positions angulaires du miroir, rayon à 50 % d'énergie encerclée, exploration en élévation sol. . . . .	110
Tab.III.17.	Positions angulaires du miroir, rayon à 50% d'énergie encerclée, exploration en azimuth sol, série1. . . . .	110
Tab.III.18.	Positions angulaires du miroir, rayon à 50% d'énergie encerclée, exploration en azimuth sol, série2. . . . .	110
Tab.IV.1.	Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 0° pour les 9 points du champs présentés sur la figure IV.53. . . . .	189
Tab.D.1.	Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 0° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1 . . . . .	226
Tab.D.2.	Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 22.5° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1 . . . . .	227
Tab.D.3.	Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 45° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1 . . . . .	228
Tab.D.4.	Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 67.5° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1 . . . . .	229
Tab.D.5.	Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 90° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1 . . . . .	230
Tab.D.6.	Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 112.5° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1 . . . . .	231
Tab.D.7.	Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 135° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1 . . . . .	232
Tab.D.8.	Récapitulatif des matrices Mueller obtenues pour la lame à 167.5° pour les 9 points du champs présentés sur la figure D.1 . . . . .	233

## LISTE DES FIGURES

Fig.I.1.	Représentation schématique du cycle de la poussière (figure extraite de Jones (2004)). . . . .	6
Fig.I.2.	Concentration de poussières et de gaz autour du plan moyen de la galaxie du sombrero (M104) (Image composite dans le domaine visible, <i>NASA and The Hubble Heritage Team (STScI/AURA)</i> ). . .	7
Fig.I.3.	Nuage sombre de Barnard68 : Image composite dans le domaine visible (0.44 $\mu\text{m}$ et 0.55 $\mu\text{m}$ ) et l'infrarouge proche (0.90 $\mu\text{m}$ ) ; à gauche, dans le visible (0.44 $\mu\text{m}$ ), l'infrarouge proche(0.85 $\mu\text{m}$ ) et l'infrarouge moyen (2.16 $\mu\text{m}$ ) ; à droite, les étoiles situées derrière le nuage ne sont visibles que dans l'image de droite car l'extinction décroît avec la longueur d'onde (images ESO). . . . .	8
Fig.I.4.	Courbe d'extinction moyenne de la Voie Lactée, correspondant au cas $R_V = 3.1$ , normalisée par l'excès de couleur $E_{B-V} = A_B - A_V$ dans les bandes B (440 nm) et V (550 nm) (figure extraite de Fitzpatrick (2004)). . . . .	9
Fig.I.5.	Variation typique de la forme de la courbe d'extinction dans la Galaxie, en fonction du paramètre $R_v$ (figure extraite de Fitzpatrick (2004)). . . . .	11
Fig.I.6.	Spectre moyen d'émission du milieu interstellaire diffus de la Voie Lactée, données obtenues par les satellite COBE, IRTS et IRAS. Le spectre des gros grains est ajusté par une loi de corps noir modifiée, avec $\beta = 2$ et $T = 18$ K. (figure extraite de Draine (2004)) . . . . .	12
Fig.I.7.	Variation de température sur une journée, pour 5 grains carbonés de tailles a variant entre 1.25 nm à 20 nm, soumis a ) à la moyenne locale du champ de rayonnement (LIRSF, $U=1$ ), b) 100 fois plus intense ( $100 \times \text{LIRSF}$ , $U=100$ ), pour chaque cas le temps moyen $T_{abs}$ entre 2 absorption de photon est indiqué (figure extraite de Draine (2009)). . . . .	13
Fig.I.8.	Spectres de grains de poussières mesurés dans deux nuages d'Orion et dans la nébuleuse Messier 17 (croix) ainsi que dans la galaxie NGC891 (triangles). Les données sont ajustées par une loi de corps noir modifiée (figure extraite de Dupac et al. (2003)). . . . .	13
Fig.I.9.	Indice spectral en fonction de la température pour différentes régions du milieu interstellaire (figure extraite de Dupac et al. (2003)) : Orion (astérisques noirs), Messier 17 (diamants), Cygnus (triangles), $\rho$ Ophiuchi (astérisques gris), Polaris (carrés noirs), Northern Coal Sack (croix grises) et la galaxie NGC 891 (croix noires). . . . .	14

- Fig.I.10. Représentation schématique de la polarisation linéaire respectivement perpendiculaire et parallèle au champ magnétique a) du rayonnement stellaire après absorption par un nuage de poussières, b) par émission thermique des grains de poussières (figures modifiées de A. Goodman, <http://www.cfa.harvard.edu/~agoodman/piv/sld004.htm>). . . . . 15
- Fig.I.11. Polarisation de la lumière stellaire pour un échantillon de 5500 étoiles issues du catalogue de Heiles, pour des distances  $d < 1\text{kPc}$  (voisinage galactique) et  $d > 1\text{kPc}$ . La longueur des traits est proportionnelle au degré de polarisation linéaire (figure extraite de Fosalba et al. (2002)). . . . . 17
- Fig.I.12. Comparaison des courbes d'extinction et du degré de polarisation de l'étoile HD99872 : les cercles correspondent aux données mesurées sur l'étoile HD99872, les lignes en pointillés et en continue représentent respectivement l'ajustement de la courbe d'extinction et du degré de polarisation (Whittet, 2004). . . . . 18
- Fig.I.13. Représentation schématique de la théorie du Big Bang (Crédit : NASA). . . . . 19
- Fig.I.14. Spectre mesuré par les instrument FIRAS et DMR, ajusté par le spectre d'un corps noir à 2.73 K (Crédit : CMB Astrophysics Research Program). . . . . 20
- Fig.I.15. Carte d'anisotropie et direction de polarisation (traits blancs) (données WMAP, crédit : NASA). . . . . 21
- Fig.I.16. Figures de polarisation : modes E, la matière se déplace en provoquant des sous ou sur densité; mode B, la matière est déformée au passage d'une onde gravitationnelle (figure extraite de Ponthieu (2003)). . . . . 21
- Fig.I.17. Image composite du ciel obtenue avec les données du satellite PLANCK, en coordonnées galactiques, pour une gamme de fréquence de 30 à 857 GHz (soit de 350  $\mu\text{m}$  à 10 mm). A basse latitude, c'est l'émission du gaz et de la poussière de la Galaxie qui domine. A haute latitude, l'émission des avants plans étant plus faible, la structure granuleuse du rayonnement fossile est visible (Crédit : ESA / HFI / LFI). . . . . 21
- Fig.I.18. Comparaison relative des fluctuations de température des avants plans galactiques à haute latitude ( $> 20^\circ$ ), les fluctuations du CMB sont représentées par le trait horizontal dont l'ordonnée est égale à  $\Delta T/T_{CMB} = 10^{-5}$  avec  $T_{CMB} = 2.73\text{K}$  (figure extraite de Banday et al. (2003)). . . . . 22
- Fig.I.19. Représentation de l'expérience PILOT embarquée sous ballon stratosphérique et de l'instrument scientifique intégré à la nacelle (image du ballon, Crédit : NASA/ARCADE/Roen Kelly). . . . . 24

Fig.I.20.	Transmission zénithale de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde au sommet du Mauna Kea, chaque couleur correspond à une quantité de vapeur d'eau précipitable encore appelée pwv pour « Precipitable Water Vapor » (données calculées à partir du modèle de Pardo et al. (2001), <a href="http://www.submm.caltech.edu/cso/weather/atplot.shtml">http ://www.submm.caltech.edu/cso/weather/atplot.shtml</a> ). . . . .	24
Fig.I.21.	Bandes spectrales observées par PILOT et Planck, superposées aux spectres de grains de poussières mesurés par l'expérience Pronaos, les voies polarisées sont indiquées par la lettre P (figure modifiée à partir de Dupac et al. (2003), la voie à 550 $\mu\text{m}$ correspond également à une voie non polarisée de l'instrument Planck). . . . .	25
Fig.I.22.	Représentation schématique du système optique PILOT. . . . .	27
Fig.I.23.	Représentation schématique du principe de mesure de l'instrument PILOT, reposant sur la rotation de la lame et la sélection de deux états orthogonaux par la grille séparatrice. . . . .	28
Fig.I.24.	Couverture du ciel superposée aux cartes d'émission de la galaxie, a) couverture depuis Kiruna en Suède ( $80^\circ \leq l \leq 220^\circ$ ), b) couverture depuis Trapani en Sicile ( $5^\circ \leq l \leq 100^\circ$ ), c) couverture depuis Alice Springs en Australie ( $250^\circ \leq l \leq 330^\circ$ ), d) couverture depuis Sao Jose Dos Campos au Brésil ( $-90^\circ \leq l \leq 40^\circ$ ). . . . .	28
Fig.I.25.	Représentation schématique de la stratégie d'observation : la portion du ciel est explorée deux fois en azimut, une pour chaque position de la lame demi-onde (représentée par la croix), puis la source interne d'étalonnage est allumée avant modification de l'élévation. . . . .	29
Fig.I.26.	Instrument scientifique intégré à la nacelle permettant des rotations en élévation et en azimut à l'aide respectivement d'un vérin et d'un pivot. Les sous systèmes de la charge pointée comprennent le photomètre, le miroir primaire, la structure mécanique, l'électronique des détecteurs et des servitudes. . . . .	30
Fig.I.27.	A gauche, blocs matrices intégrés dans le cryostat ; à droite vue sur un bloc détecteur et un pixel (Adaptation pour PILOT des matrices de l'instrument PACS embarquées à bord du satellite Herschel, Reveret et al. (2006)) ; développement CEA/DAPNIA/DSM de Saclay et le CEA/LETI de Grenoble. . . . .	31
Fig.I.28.	Cryostat développé par l'Université de la Sapienza. . . . .	32
Fig.I.29.	Position des écrans thermiques dont les températures varient entre 150 et 3 K ; photographies des écrans à 150, 80 et 30 K. . . . .	32
Fig.I.30.	Réservoir $^4\text{He}$ liquide permettant le refroidissement des optiques froides à 3 K avec une autonomie de 24 H ; réfrigérateur $^3\text{He}$ maintenant les détecteurs à 300 mK. . . . .	33
Fig.I.31.	A gauche : source d'étalonnage fixée à l'arrière du miroir plan et rayonnant sur les plans focaux ; à droite : vues sur l'ouverture située près du centre du miroir plan, permettant le passage du cône de lumière issue de la source et source interne équipée de son cône. . . . .	34
Fig.I.32.	Représentation des différentes fonctions de la structure mécanique : support du photomètre et de l'électronique chaude, réglage du miroir primaire, structure des baffles avant et arrière. . . . .	35

Fig.I.33.	Test d'insertion de la structure mécanique dans la nacelle, la structure est équipée des modèles de masse du photomètre et du miroir primaire. . . . .	35
Fig.I.34.	Electronique chaude comprenant le calculateur, l'électronique de lecture des servitudes et des alimentations. . . . .	36
Fig.I.35.	Intégration du miroir primaire et du photomètre dans la structure mécanique, le contrôle de la position relative de ces deux éléments est effectué au moyen de six bille de référence, l'alignement est ajusté à l'aide d'un hexapode. . . . .	37
Fig.I.36.	Banc de test utilisé pour les tests de l'instrument intégré, constitué d'une source submillimétrique placé au foyer d'un collimateur, un polariseur est placé en sortie du collimateur pour les tests en polarisation. . . . .	38
Fig.I.37.	Polariseur utilisé pour les tests de l'instrument intégré. . . . .	38
Fig.II.1.	Système optique PILOT, seul le miroir primaire est à température ambiante. . . . .	42
Fig.II.2.	Représentation schématique du concept optique : en violet le télescope, en vert le polarimètre, en bleu le système ré-imageur. . . . .	43
Fig.II.3.	Représentation schématique des paramètres caractéristiques du télescope. . . . .	45
Fig.II.4.	Représentation schématique du système ré-imageur et du polarimètre. . . . .	46
Fig.II.5.	Surface d'indice d'un milieu a) biréfringent uniaxe, b) isotrope. . . . .	47
Fig.II.6.	Propagation d'un champ électrique dans une lame demi-onde. . . . .	48
Fig.II.7.	Schéma de principe du polariseur à grille. . . . .	48
Fig.II.8.	Taches images géométriques pour différents points du champ, le cercle noir représente le premier anneau de la tache d'Airy. Le repère indique la position du champs observé, le rectangle gris entourant les taches images représente la dimension du plan focal. La dimension des taches images est volontairement exagérée par rapport aux dimensions du plan focal. . . . .	50
Fig.II.9.	Vue en coupe de la réponse impulsionnelle pour différents points du champ. . . . .	51
Fig.II.10.	Représentation 2D et en coupe de l'erreur de front d'onde en longueur d'onde, obtenue dans la pupille de sortie du système PILOT. . . . .	52
Fig.II.11.	Erreur de front d'onde en fonction du niveau de défocalisation. Les champs considérés ici sont ceux présentés sur la figure II.8. . . . .	52
Fig.II.12.	Rotation du plan de polarisation obtenue pour différents points du champ (figure II.8), calcul effectué sur un rayon passant par le centre physique du miroir primaire. . . . .	53
Fig.II.13.	Système a) sans distorsion, b) avec distorsion en barillet et c) en croissant. . . . .	54
Fig.II.14.	Pourcentage de distortion en fonction de la position dans le plan image. . . . .	54

Fig.II.15.	Etude de la sensibilité au décentrement du miroir primaire suivant l'axe optique pour différents points du champ. La position image des points du champ considérés est représentée schématiquement au dessus des courbes. La courbe en pointillés rouges indique la valeur moyenne obtenue sur l'ensemble des champs. . . . .	57
Fig.II.16.	Représentation schématique des perturbations introduites sur chaque élément du système optique pour l'évaluation des tolérances : en a), l'élément effectue une rotation par rapport à l'axe optique, en b) et c) il est décentré par rapport à l'axe optique, en d) l'épaisseur est modifiée, en e) la face de sortie est décentrée f) la face de sortie effectue une rotation par rapport à l'axe optique, en g) la constante de conicité de la face de sortie diminue, en h) le rayon de courbure de la face de sortie diminue. . . . .	57
Fig.II.17.	Distribution des résultats obtenus par étude de Monte Carlo : la décroissance est moins rapide à droite, il est en effet plus probable d'obtenir une dégradation par perturbation du système. . . . .	60
Fig.II.18.	Axe de symétrie du système optique et de la structure mécanique. . . . .	63
Fig.III.1.	Miroir primaire intégré dans la structure mécanique. . . . .	67
Fig.III.2.	Relevé de profil de température en fonction de la pression, effectué sur le site de Kiruna. . . . .	68
Fig.III.3.	Vue sur la partie allégée du miroir primaire. . . . .	69
Fig.III.4.	a) Distance hors axe $\overline{OH}$ et diamètre utile projeté $2a$ , b) Dimensions des grands axe et petit axe de la surface utile ( $2a$ et $2b$ ) et de la surface totale ( $2a'$ et $2b'$ ). . . . .	70
Fig.III.5.	Coefficient de réflexion (%), en fonction de la longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ ), mesuré sur un échantillon représentatif du miroir primaire, pour un angle d'incidence de $6^\circ$ . . . . .	72
Fig.III.6.	Schéma de principe d'un microscope à contraste interférentiel de type Nomarski. . . . .	72
Fig.III.7.	Mesure tridimensionnelle effectuée avec contact sur le miroir primaire, a) configuration du miroir pendant la mesure, b) mesure tridimensionnelle d'une des billes de référence. . . . .	74
Fig.III.8.	Zoom sur les billes positionnées sur le contour du miroir. . . . .	74
Fig.III.9.	Témoin suiveur fixé aux pieds du miroir primaire. . . . .	74
Fig.III.10.	Nuage de points de mesure 3D, mesuré sur le miroir : en bleu la surface optique, en rouge le contour physique du miroir, en vert les billes de référence. . . . .	76
Fig.III.11.	a) Surface quadrique positionnée dans le repère optique, b) Surface quadrique dans un repère quelconque. . . . .	77
Fig.III.12.	Représentation schématique de la correction appliquée sur les données 3D brutes a) sur le contour physique, b) sur la surface « optique ». . . . .	78

Fig.III.13. a) Exemple de portions de surfaces quadriques ayant les mêmes caractéristiques optiques quelque soit la rotation autour de l'axe z, b) Représentation schématique des points mesurés (croix rouges) et de l'ellipse obtenue autour de ces points (ellipse rouge) par rapport au contour physique (ellipse noire). . . . .	78
Fig.III.14. Position du contour a) avant correction, b) après correction. . . . .	79
Fig.III.15. a) Calcul de la rotation autour de z, b) Surface quadrique après rotation autour de l'axe z. . . . .	79
Fig.III.16. Coefficient de dilatation en fonction de la température. . . . .	82
Fig.III.17. a) Gradients de température appliqués aux pieds du miroir, b) Déformations induites par les gradients de température. . . . .	87
Fig.III.18. Déformations du miroir pour une élévation de : a) 20°, b) 40°, c) 60°. . . . .	89
Fig.III.19. Position du miroir dans le repère sol pour une élévation de 20°, 40°, 60°. . . . .	89
Fig.III.20. Intégration du miroir primaire et du photomètre dans la structure mécanique, le contrôle de la position relative de ces deux éléments est effectué au moyen de six bille de référence, l'alignement est ajusté à l'aide d'un hexapode à 6° de liberté. . . . .	92
Fig.III.21. a) Cas du réglage optimisé à la température au plafond, les foyers des miroirs primaire ( $F_1$ ) et secondaire ( $F_2$ ) sont confondus; b) Cas du réglage optimisé à la température de la salle de mesure (faisceau en pointillés, le point jaune indique la position des foyers du miroir primaire et secondaire à la température de la salle de mesure), la température de fonctionnement est plus faible que la température de la salle de mesure, les foyers des miroirs primaire ( $F_1$ ) et secondaire ( $F_2$ ) ne sont plus confondus à la température au plafond. . . . .	95
Fig.III.22. Vue sur le banc de tests pendant la caractérisation du miroir primaire. . . . .	97
Fig.III.23. Représentation schématique du banc de tests submillimétrique. . . . .	98
Fig.III.24. Estimation du flux reçu par M1 sans prise en compte de l'absorption atmosphérique. . . . .	100
Fig.III.25. Comparaison d'une coupe de la tache image calculée à 90 $\mu\text{m}$ et en multi longueur d'onde sur la gamme [50 $\mu\text{m}$ , 300 $\mu\text{m}$ ]. . . . .	101
Fig.III.26. Comparaison de courbes d'énergie encerclée calculée sur des images multi longueurs d'onde. . . . .	101
Fig.III.27. Représentation schématique de la machine à mesurer tridimensionnelle. . . . .	103
Fig.III.28. Principe de mesure de la normale du miroir de report par la MMT. . . . .	104
Fig.III.29. Miroir primaire en configuration de tests, le support mécanique autorise les rotations en élévation et en azimut. . . . .	105
Fig.III.30. Comparaison des courbes d'énergie encerclée mesurée à la configuration optimale et estimée en considérant 3 fenêtres de transmission atmosphérique (90, 150 et 160 $\mu\text{m}$ ). . . . .	107

Fig.III.31.	Comparaison des courbes théoriques obtenues en exploration de l'élévation optique en fonction des hypothèses sur la source, le minimum local est identique sur les deux courbes. . . . .	108
Fig.III.32.	Représentation de la position du repère sol et du repère optique pour la configuration axe incident/axe optique M1 confondus. . . .	108
Fig.III.33.	Comparaison des courbes mesurées et estimées obtenues en a) azimut sol première série, b) azimut sol deuxième série, c) élévation sol. . . . .	109
Fig.III.34.	Comparaison relative de la forme des courbes obtenues lors des explorations en azimut. . . . .	111
Fig.III.35.	Comparaison des courbes mesurées et théoriques obtenues par exploration de la tache image le long de l'axe optique a) série 2, b) série 1. . . . .	113
Fig.III.36.	Comparaison relative de la forme des courbes obtenues lors de l'exploration de l'axe optique en configuration optimale. . . . .	113
Fig.III.37.	a) Contour de la meilleure image pour différentes intensités normalisées, b) contour à mi-hauteur et meilleur cercle correspondant. . . . .	114
Fig.III.38.	Images obtenues en exploration a) de l'axe optique en configuration optimale, b) en élévation, c) en azimut ; images normalisées par rapport à l'intensité maximale de l'exploration sur la colonne de gauche, images normalisées par rapport à leur propre maximum d'intensité sur la colonne centrale, calcul théorique de la forme géométrique de l'image sur la colonne de droite (points bleus 90 $\mu\text{m}$ , verts 150 $\mu\text{m}$ , rouges 160 $\mu\text{m}$ , cercle noir rayon d'Airy). . . . .	115
Fig.III.39.	Vue en 3D de la PSF mesurée au foyer du miroir primaire. . . . .	118
Fig.IV.1.	Représentation schématique du principe de mesure de l'instrument PILOT, reposant sur la rotation de la lame et la sélection de deux états orthogonaux par la grille séparatrice (figure précédemment utilisée en ). . . . .	121
Fig.IV.2.	Propagation d'une onde plane monochromatique dans le vide. . . .	122
Fig.IV.3.	Paramètres de l'ellipse de polarisation. . . . .	123
Fig.IV.4.	Etat de polarisation a) linéaire, b) circulaire. . . . .	124
Fig.IV.5.	Représentation schématique et vecteur de Jones d'un état de polarisation a) linéaire suivant Ox, b) linéaire suivant Oy, c) linéaire incliné à 45°, d) circulaire gauche, e) circulaire droit. . . . .	125
Fig.IV.6.	Exemple de montage optique permettant la détermination des paramètres Q, U et V ; cas d'un état de polarisation incident linéaire orienté suivant l'axe Ox. . . . .	127
Fig.IV.7.	a) Représentation de quelques états de polarisation sur la sphère de Poincaré ; b) Paramètres caractéristiques d'un état de polarisation quelconque ; c) Variation du diamètre de la sphère en fonction du degré de polarisation. . . . .	130



- Fig.IV.8. Représentation par la sphère de Poincaré de la modification induite par un système optique sur un état de polarisation : Analyse a) d'un état de polarisation elliptique gauche par un polariseur d'axe de transmission suivant Ox, b) d'un état de polarisation linéaire horizontal par une lame quart d'onde, c) d'un état de polarisation elliptique gauche par un polariseur d'axe de transmission suivant Ox et une lame quart d'onde. . . . . 131
- Fig.IV.9. Représentation schématique de l'analyse d'un état de polarisation circulaire droit par un polariseur linéaire d'axe de transmission suivant l'axe Ox et représentation équivalente par le formalisme de Jones. . . . . 133
- Fig.IV.10. Représentation schématique et vecteur de Stokes des états de polarisation incident nécessaire à la détermination de la matrice de Mueller d'un système optique. . . . . 134
- Fig.IV.11. a) Représentation schématique du système optique considéré; b), c) et d) représentation des états de polarisation avant la lame, après la lame et après le polariseur dans le cas b) d'un système parfait, c) où l'axe optique de la lame est incliné de  $\alpha$  et l'axe de transmission du polariseur de  $\beta$ , d) d'un déphaseur dont l'axe optique est incliné de  $\alpha$  et l'axe de transmission du polariseur de  $\beta$ ,  $\psi$  est la rotation du plan de polarisation induite par le déphasage. . . . . 136
- Fig.IV.12. Représentation schématique de la propagation du champ électrique et magnétique à l'interface d'un dioptre plan, dans les cas où le champ électrique est a) parallèle, b) perpendiculaire au plan d'incidence. . . . . 139
- Fig.IV.13. Représentation schématique du repère local Ox'y'z', lié à la direction de propagation du faisceau, dans lequel on calcule les coefficients de Fresnel d'un état de polarisation quelconque. . . . . 142
- Fig.IV.14. Représentation schématique de la réflexion d'un état de polarisation linéaire d'azimut  $\Psi_i$  quelconque par une interface constitué a) d'un matériau diélectrique, b) d'un conducteur. . . . . 143
- Fig.IV.15. Représentation schématique de la propagation du champ électrique et magnétique à l'interface d'un miroir plan, dans les cas où le champ électrique est a) parallèle, b) perpendiculaire au plan d'incidence. . . . . 144
- Fig.IV.16. Variation de la partie réelle  $n$  et de la partie imaginaire  $k$  de l'indice de l'aluminium entre 700 nm et 200  $\mu\text{m}$  (données extraites de Ordal et al. (1988)). . . . . 145
- Fig.IV.17. Variation du coefficient de réflexion en énergie, de l'aluminium, a) de 700 nm à 200  $\mu\text{m}$ , b) de 50  $\mu\text{m}$  à 200  $\mu\text{m}$  (Ordal et al., 1988). . 146
- Fig.IV.18. Coefficient de réflexion en énergie et déphasage associé, des composantes parallèle et perpendiculaire du champ électrique, a) pour un indice  $n_t = 436 + 485i$ , correspondant à l'indice de l'aluminium à 200  $\mu\text{m}$ ; b) pour un indice  $n_t = 167 + 263i$ , correspondant à l'indice de l'aluminium à 50  $\mu\text{m}$ ; milieu incident constitué d'air. . . 146

Fig.IV.19.	Variation a) de l'ellipticité et b) de la rotation du plan de polarisation en fonction de l'angle d'incidence d'un état de polarisation linéaire incliné à $45^\circ$ ; calculs effectués à 50 et 200 $\mu\text{m}$ . . . . .	147
Fig.IV.20.	Représentation schématique de l'empilement des dioptries dans le cas des miroirs (les épaisseurs indiquées sont des ordres de grandeurs). . . . .	148
Fig.IV.21.	Réflexions multiples dans le cas d'un revêtement multi-couches, représenté schématiquement par deux dioptries. . . . .	148
Fig.IV.22.	Variation de l'intensité normalisée de l'onde absorbée dans l'aluminium en fonction de la distance parcourue dans le dioptrie en aluminium, à 200 $\mu\text{m}$ . . . . .	149
Fig.IV.23.	Estimation du déphasage introduit par réflexion sur les miroirs à 200 $\mu\text{m}$ avec et sans prise en compte de la couche de protection (respectivement courbes en trait plein et en pointillés. . . . .	150
Fig.IV.24.	Coefficient en énergie, des composantes parallèle et perpendiculaire du champ électrique, en transmission et en réflexion; $n_i = 1$ et $n_t = 1.52$ dans le cas où $n_i < n_t$ , $n_i = 1.52$ et $n_t = 1$ dans le cas où $n_i > n_t$ , le déphasage est indiqué en haut de chaque figure. . . .	151
Fig.IV.25.	Variation de la rotation du plan de polarisation d'un état de polarisation linéaire incliné de $45^\circ$ transmis par une interface air-polypropylène et polypropylène-air à 240 $\mu\text{m}$ . . . . .	152
Fig.IV.26.	A gauche, variation du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence (trait plein avec anti-reflet, trait en pointillé sans anti-reflet; à droite, variation du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur de la couche anti-reflet pour une incidence normale. . . .	153
Fig.IV.27.	Comparaison de la rotation du plan de polarisation induite par transmission par une surface avec et sans anti-reflet sur un état de polarisation linéaire incliné à $45^\circ$ . . . . .	154
Fig.IV.28.	Surfaces d'indice a) d'un milieu isotrope d'indice $n_0$ ; b) d'un milieu isotrope uniaxe négatif d'indice $n_0$ et $n_e$ . . . . .	155
Fig.IV.29.	Propagation d'un faisceau à l'interface entre un milieu isotrope et anisotrope uniaxe dans le cas où le faisceau incident est a) perpendiculaire, b) parallèle à l'axe optique du milieu uniaxe. . . . .	155
Fig.IV.30.	Variation de la différence de déphasage ( $^\circ$ ), par rapport à une lame demi-onde, en fonction de l'épaisseur de la lame à 240 et 550 $\mu\text{m}$ , en incidence normale. . . . .	156
Fig.IV.31.	Propagation d'un faisceau à l'interface entre un milieu isotrope et anisotrope uniaxe pour un angle d'incidence quelconque. . . . .	157
Fig.IV.32.	Variation du déphasage introduit par la lame en fonction de l'angle d'incidence pour une épaisseur optimale à 240 $\mu\text{m}$ et 550 $\mu\text{m}$ . . . .	157
Fig.IV.33.	Variation du déphasage introduit en fonction de l'angle d'incidence pour une épaisseur $e$ , $e-25\mu\text{m}$ et $e+25\mu\text{m}$ avec $e$ l'épaisseur nominale de la lame demi-onde; calculs effectués à 240 $\mu\text{m}$ (courbes continues) et à 550 $\mu\text{m}$ (courbes en pointillés). . . . .	157

- Fig.IV.34. a) Transmission d'un état de polarisation par une lame en incidence normale, b) Transmission d'un état de polarisation par une lame pour un faisceau incident incliné de  $\theta$  dans le plan Oyz, c) Modification des caractéristiques de l'état de polarisation par transmission dans une lame demi-onde, d) Modification des caractéristiques de l'état de polarisation par transmission dans une lame de déphasage quelconque. . . . . 159
- Fig.IV.35. Comparaison de l'ellipticité et de l'azimut ( $\Psi_t$ ) introduit par la lame PILOT à 240 et 550  $\mu\text{m}$  en fonction de l'azimut de l'état incident ( $\Psi_i$ ), pour une incidence normale. . . . . 160
- Fig.IV.36. Comparaison de l'ellipticité et de l'azimut introduit par la lame PILOT en fonction de l'azimut de l'état incident, pour différents angles d'inclinaison  $\theta$  du faisceau incident dans le plan Oyz, à 240  $\mu\text{m}$ . . . . . 160
- Fig.IV.37. Représentation schématique d'un polariseur à grille a) constitué de fils, b) de bandes métalliques. . . . . 161
- Fig.IV.38. Variation du coefficient de réflexion de la composante du champ parallèle aux fils de la grille, en fonction de la longueur d'onde, pour une incidence normale (calcul effectué à 240  $\mu\text{m}$ , substrat d'indice  $n = 1$ ). . . . . 162
- Fig.IV.39. Représentation schématique de la transmission et de la réflexion d'un état de polarisation quelconque par un polariseur à grille, lorsque le pas de la grille est très petit devant la longueur d'onde. . 163
- Fig.IV.40. Variation du coefficient de a) de transmission de la composante perpendiculaire, b) de réflexion de la composante du champ parallèle aux fils de la grille, en fonction de l'angle d'incidence pour une grille telle que  $a = b = 5 \mu\text{m}$  à 240 et 550  $\mu\text{m}$ , avec un substrat d'indice  $n = 1$  (trait en pointillés) et d'indice  $n = 1.83$  (trait plein). 163
- Fig.IV.41. a) Variation des coefficients de transmission de la composante parallèle et perpendiculaire en fonction du rapport entre le diamètre  $a$  des conducteurs et le pas  $d$  de la grille, avec  $n = 1$ ; b) Variation de la transmission en fonction de la longueur d'onde pour une grille inductive, capacitive et résonnante de pas respectivement égal à 288, 288 et 330  $\mu\text{m}$  (figure extraite de Ade et al. (2006)). . . . . 165
- Fig.IV.42. Représentation schématique d'une grille a) capacitive, b) inductive, c) résonnante. . . . . 165
- Fig.IV.43. Représentation schématique de la transmission du champ électrique par la superposition a) de deux grilles, b) de trois grilles. . . . . 165
- Fig.IV.44. Exemples de courbes de transmission obtenues pour des filtres constitués de a) deux grilles, b) trois grilles, les caractéristiques des filtres considérés sont ceux présentés sur la figure IV.43 avec  $k = 3$  et  $\lambda = 240 \mu\text{m}$ . . . . . 166

- Fig.IV.45. a) Représentation schématique de l'assemblage d'un filtre constitué de plusieurs grilles, l'espacement entre les grilles est généralement assuré par un diélectrique de type mylar ou polypropylène; b) Exemples de courbes de transmission obtenues avec des filtres à grilles de type passe bande utilisant un substrat en mylar (figures extraites de Ade et al. (2006)). . . . . 167
- Fig.IV.46. États de polarisation obtenus après réflexion sur le miroir primaire : a) schéma optique considéré avec en orange le faisceau incident, en violet le faisceau réfléchi, la portion correspondant au miroir primaire est représentée en rouge; b) états de polarisation observés dans les plans d'observation présentés sur la figure a) en pointillés. 169
- Fig.IV.47. Propagation du champ électrique dans le plan Oyz et projection dans le plan d'observation, pour le schéma optique présenté sur la figure IV.46. . . . . 170
- Fig.IV.48. a) Visualisation des faisceaux réfléchis par le miroir (équivalent de la figure IV.46 a) mais en 3 dimensions); b) projection des vecteurs unitaires indiquant la direction de chaque faisceau réfléchi dans le plan Oxy. . . . . 171
- Fig.IV.49. Etat de polarisation qui serait observé dans le plan focal du miroir, si celui-ci était constitué d'un matériau très absorbant d'indice  $n_t = 0.001 + 0.1i$ . . . . . 171
- Fig.IV.50. Paramètres de l'ellipse de polarisation dans le repère d'observation local Oxyz. . . . . 172
- Fig.IV.51. Etats de polarisation observés après réflexion sur le miroir primaire et sur le télescope, pour un faisceau incident parallèle à l'axe optique du miroir primaire; l'état de polarisation incident est perpendiculaire au faisceau incident et orienté suivant l'axe de symétrie du miroir primaire comme présenté sur la figure IV.46. . . . . 173
- Fig.IV.52. Orientation du plan de polarisation, après réflexion du faisceau par le télescope, en fonction du point du champ observé; les deux figures présentent le même résultat : à gauche les vecteurs dont la rotation est multipliée par 20 pour le visuel de la figure, à droite interpolation des angles de rotation sur l'ensemble du plan focal du télescope. . . . . 174
- Fig.IV.53. Positions des 9 points du champ considérés. . . . . 174
- Fig.IV.54. a) Représentation du repère du miroir primaire dans lequel l'orientation de l'état de polarisation incident est défini; b) Orientation de l'état de polarisation incident considéré. . . . . 175
- Fig.IV.55. a) Variation de la rotation du plan de polarisation au foyer du télescope, en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident; b) Variation autour de la valeur moyenne pour chaque point du champ. . . . . 176

- Fig.IV.56. Variation du  $\Delta\Psi$  autour de la valeur moyenne de  $\Psi$ , en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident, obtenue au foyer du télescope lorsque a) le télescope est en configuration nominale; b) lorsque la distance entre le miroir primaire et secondaire est augmentée de  $600\ \mu\text{m}$ ; c) et d) lorsque l'orientation entre le miroir primaire et secondaire est modifiée de  $0.06^\circ$  autour de l'axe  $Ox$  (cas c)) et de  $-0.06^\circ$  autour de l'axe  $Oy$  (cas d)); courbes obtenues au foyer du télescope. . . . . 176
- Fig.IV.57. Variation de la rotation du plan de polarisation  $\Psi$  et du  $\Delta\Psi$  autour de la valeur moyenne de  $\Psi$ , en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident, pour a) le télescope en position nominale, b) avec une orientation entre le miroir primaire et secondaire modifiée de  $-0.06^\circ$  autour de l'axe  $Oy$ ; courbes obtenues au foyer du télescope à  $240\ \mu\text{m}$ . . . . . 177
- Fig.IV.58. Représentation schématique d'une lentille, constituée de deux portions de surfaces quadriques, de rayon de courbure  $R_i$  et de constante de conicité  $k_i$ . . . . . 178
- Fig.IV.59. a) Schéma optique considéré pour la lentille de champ et la lentille de focalisation, les rayons représentés sont ceux du champ n°1; b) Rotation du plan de polarisation ( $^\circ$ ) de chaque rayon considéré pour le champ n°1, induit par la lentille de focalisation (à gauche) et par la lentille de champ (à droite); c) Variation de la rotation du plan de polarisation en fonction du point du champ observé, induit par la lentille de focalisation (à gauche) et par la lentille de champ (à droite). . . . . 179
- Fig.IV.60. Comparaison des écarts de forme entre les face d'entrée et de sortie des lentilles; a) lentille de champ; b) lentille de focalisation. . . . . 181
- Fig.IV.61. Rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident dû a) à la lentille de champ; b) à la lentille de focalisation. . . . . 181
- Fig.IV.62. Variation de l'écart de forme maximal en fonction de la variation de constante de conicité et de rayon de courbure appliqué : a) lentille de champs, b) lentille de focalisation. . . . . 181
- Fig.IV.63. a) A gauche, schéma optique considéré pour la lame demi-onde, les rayons représentés sont ceux du champ n°1; à droite, orientation de l'axe optique de la lame demi-onde dans le repère local; b) rotation du plan de polarisation ( $^\circ$ ) et ellipticité, induit par la lame demi-onde, pour chaque rayon du faisceau, champ n°1; c) Variation de la rotation du plan de polarisation en fonction du point du champ observé, induit par la la lame demi-onde. . . . . 183
- Fig.IV.64. a) et b) Variation de la rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation, respectivement avant et après la lame demi-onde; c) Ellipticité en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident; d) Variation de la rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident dû à la lame demi-onde; calculs effectués à  $240\ \mu\text{m}$ , axe optique de la lame demi-onde orienté suivant  $Oy$ . . . . . 184

Fig.IV.65.	Représentation schématique de l'orientation de l'axe de la lame demi-onde dans le repère d'observation $Ox_{im}y_{im}z_{im}$ , présenté sur la figure IV.63. . . . .	184
Fig.IV.66.	A gauche, ellipticité en fonction de l'orientation de l'état de polarisation incident ; à droite, variation de la rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation de l'état de polarisation ; axe optique de la lame demi-onde orienté à a) $0^\circ$ , b) $22.5^\circ$ , c) $45^\circ$ , d) $67.5^\circ$ ; le cas à $90^\circ$ est présenté sur la figure IV.64. . . . .	185
Fig.IV.67.	Rotation du plan de polarisation en fonction de l'orientation du plan de polarisation incident et variation de l'ellipticité correspondante ; a) épaisseur de la lame diminuée de $25 \mu\text{m}$ ; b) épaisseur de la lame augmentée de $25 \mu\text{m}$ . . . . .	186
Fig.IV.68.	Comparaison des caractéristiques obtenues dans le plan focal ; à gauche en configuration sol ; à droite en configuration vol. . . . .	187
Fig.IV.69.	Variation de l'ellipticité introduite par l'instrument en configuration de vol, à gauche carte normalisée par rapport au maximum obtenu pour la position de l'axe optique de la lame demi-onde considéré, à droite, carte normalisée par rapport au maximum obtenu sur l'ensemble des positions de l'axe optique de la lame demi-onde, l'état de polarisation incident est linéaire orienté suivant l'axe de symétrie du miroir primaire. . . . .	190
Fig.IV.70.	Variation de la rotation du plan de polarisation introduite par l'instrument en configuration de vol, à gauche carte normalisée par rapport au maximum obtenu pour la position de l'axe optique de la lame demi-onde considéré, à droite, carte normalisée par rapport au maximum obtenu sur l'ensemble des positions de l'axe optique de la lame demi-onde, l'état de polarisation incident est linéaire orienté suivant l'axe de symétrie du miroir primaire. . . . .	191
Fig.IV.71.	Variation de la rotation du plan de polarisation et de l'ellipticité introduite par l'instrument en fonction de l'orientation de l'axe optique de la lame demi-onde, pour une orientation du plan de polarisation de l'état incident de haut en bas de : $0^\circ$ , $22.5^\circ$ , $45^\circ$ , $67.5^\circ$ . . . . .	192
Fig.IV.72.	Variation de la rotation du plan de polarisation et de l'ellipticité introduite par l'instrument en fonction de l'orientation de l'axe optique de la lame demi-onde, pour une orientation du plan de polarisation de l'état incident de haut en bas de $90^\circ$ , $112.5^\circ$ , $135^\circ$ , $155.5^\circ$ . . . . .	193
Fig.A.1.	Le cercle, intersection entre un cône de révolution et un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie du cône ; la sphère, obtenue par révolution du cercle autour d'un de ses axes de symétrie. . . . .	201
Fig.A.2.	Sphère de rayon R a) centrée sur le repère Oxyz, b) décentrée d'une distance R suivant l'axe z dans le repère Oxyz ; la flèche de la portion de sphère (surface grise) est représentée en différents points par les flèches rouges . . . . .	202

Fig.A.3.	a) Ecart de forme entre une sphère et une parabole; b) Exemples de surfaces quadratiques, de même rayon de courbure mais d'excentricité différentes : ellipses ( $e = 0.25$ , $e = 0.5$ ), parabole ( $e = 1$ ) et hyperbole ( $e = 2$ ). . . . .	203
Fig.A.4.	Représentation schématique des paramètres permettant de calculer la flèche maximale (flèche rouge) a) d'une surface quadratique quelconque; b) d'une sphère. . . . .	204
Fig.A.5.	a) Caractéristiques géométriques d'une portion hors axe de surface parabolique, b) projection de la portion de parabole décentrée dans le plan tangent à la surface (en haut), dans le plan Hxy (en bas). . . . .	205
Fig.A.6.	Variation de la distance focale en fonction de la constante de conicité, exprimée en % du rayon de courbure R; a) $f'_1$ , b) $f'_2$ . . . . .	205
Fig.B.1.	a) Surface d'ondelettes et surface d'onde; b) Détermination du rayon réfractés par la construction de Huygens; c) Détermination du rayon réfractés par la construction de Snell-Descartes. . . . .	209
Fig.B.2.	Construction des vecteurs d'onde réfractés et réfléchis, à partir de la surface d'onde, a) $\theta_i < \theta_l$ , b) $\theta_i > \theta_l$ , les cercles représentent les surfaces d'onde de rayon $n_i k_0$ pour le milieu incident et $n_t k_0$ pour le milieu de transmission. . . . .	210
Fig.B.3.	a) Surface d'onde et vecteurs d'onde incident, transmis et réfléchi; le front d'onde est tangent aux surface d'onde; b) les vecteurs champ magnétique et électrique sont contenus dans le plan d'onde et perpendiculaire au vecteur d'onde. . . . .	211
Fig.C.1.	Surface d'indice et axe optique a) d'un milieu biaxe; b) d'un milieu uniaxe. . . . .	214
Fig.C.2.	Propagation des vecteurs de Poynting $\mathbf{R}$ et $\mathbf{R}'$ , des vecteurs déplacement $\mathbf{D}$ et $\mathbf{D}'$ , des vecteurs champ électrique $\mathbf{E}$ et $\mathbf{E}'$ pour une direction de propagation du vecteur d'onde $\mathbf{k}$ . . . . .	216
Fig.C.3.	a) Représentation en 3 dimensions de l'ellipsoïde des indices et de l'ellipse des indice pour deux directions de propagation du vecteur d'onde $\mathbf{k}$ ; b) représentation du vecteur d'onde $\mathbf{k}$ , du vecteur de Poynting $\mathbf{R}$ , du vecteur champ électrique $\mathbf{E}$ et du vecteur déplacement $\mathbf{D}$ dans le plan $Ox_1y$ . . . . .	216
Fig.C.4.	Détermination graphique des vecteur indices par la représentation des surfaces d'onde. . . . .	218
Fig.C.5.	Détermination graphique des vecteurs de Poynting par la représentation des surfaces d'ondelette dans le cas particulier où l'axe optique du milieu est colinéaire avec la surface de séparation. . . . .	219
Fig.C.6.	a) Calcul de l'indice extraordinaire en supposant que l'angle réfractés prend toutes les valeurs comprises entre 0 et $\pi$ (courbe en pointillés) et calcul réel à partir de l'angle d'incidence (courbe continue), b) comparaison des angles de réfraction de l'onde ordinaire et de l'onde extraordinaire (calculs effectués pour $n_o = 3$ et $n_e = 3.5$ ). . . . .	220

Fig.C.7.	Exemple de propagation du vecteur déplacement dans une lame à face parallèle : a) l'axe optique est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau incident et contenu dans le plan formé par la face d'entrée de la lame et la direction de propagation ; b) l'axe optique est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau incident et perpendiculaire au plan formé par la face d'entrée de la lame et la direction de propagation ; c) l'axe optique est incliné par rapport à la direction de propagation du faisceau incident et contenu dans le plan formé par la face d'entrée de la lame et la direction de propagation. . . . .	222
Fig.C.8.	Orientation de l'état de polarisation incident par rapport aux axes de la lame. . . . .	222
Fig.C.9.	a) Déphasage introduit par une lame demi-onde en fonction de l'angle d'incidence ( $^{\circ}$ ) à partir de l'indice extraordinaire calculé en C.2.2 pour $n_e = 3.5$ et $n_o = 3$ , dont la variation en fonction de l'angle d'incidence est présenté en b) . . . . .	223
Fig.D.1.	Positions des 9 points du champ considérés . . . . .	225
Fig.D.2.	Représentation schématique de l'orientation de l'axe de la lame demi-onde dans le repère d'observation $Ox_{im}y_{im}z_{im}$ , présenté sur la figure IV.63. . . . .	225





## ACRONYMES

<b>CEA</b>	Commissariat à l'Energie Atomique
<b>CESR</b>	Centre d'Etude Spatial des Rayonnements
<b>CMB</b>	Cosmic Microwave Background
<b>CNES</b>	Centre National d'Etude Spatiale
<b>CNRS</b>	Centre National de la Recherche Scientifique
<b>COBE</b>	Cosmic Background Explorer
<b>DASI</b>	Degree Angular Scale Interferometer
<b>DMR</b>	Differential Microwave Micrometer
<b>ESA</b>	European Space Agency
<b>FIRAS</b>	Far Infrared Absolute Spectrometer
<b>IAS</b>	Institut d'Astrophysique Spatiale
<b>IRAP</b>	Institut de Recherche en Astrophysiques et Planétologie
<b>IRAS</b>	Infrared Astronomical Satellite
<b>MIS</b>	Milieu interstellaire
<b>MMT</b>	Machine à mesurer tridimensionnelle
<b>NEP</b>	Noise Equivalent Power
<b>PAH</b>	Polycyclic aromatic hydrocarbon
<b>PILOT</b>	Polarized Instrument for Long wavelength Observation of the Tenuous interstellar medium
<b>PTV</b>	Pic To Valley
<b>PWV</b>	Precipitable Water Vapor
<b>PSF</b>	Point Spread Function
<b>RMS</b>	Root Mean Square
<b>UV</b>	Ultraviolet
<b>WFE</b>	Wave Front Error
<b>WMAP</b>	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe



## BIBLIOGRAPHIE

- P. A. R. Ade, G. Pisano, C. Tucker, and S. Weaver. A review of metal mesh filters. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6275 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2006. doi: 10.1117/12.673162.
- J. P. Auton. Infrared transmission polarizers by photolithography. *Appl. Opt.*, 6(6) :1023–1027, Jun 1967. doi: 10.1364/AO.6.001023. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-6-6-1023>.
- A. J. Banday, C. Dickinson, R. D. Davies, R. J. Davis, and K. M. Górski. Reappraising foreground contamination in the COBE-DMR data. *Mem. R. astr. Soc.*, 345 :897–911, November 2003. doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.07008.x.
- J.-P. Bernard. Dust Polarization measurements with the PILOT balloon experiment. In *39th COSPAR Scientific Assembly. Held 14-22 July 2012, in Mysore, India. Abstract E1.9-1-12, p.150*, volume 39 of *COSPAR Meeting*, page 150, July 2012.
- J.-P. Bernard, P. Ade, Y. Andre, P. Debernardis, O. Boulade, M. Bouzit, N. Brais, A. Caillat, T. Camus, R. Daddato, J. P. Dubois, F. Douchin, E. Doumayrou, C. Engel, J. Evrard, A. Gomes, P. Hargrave, R. Laureijs, Y. Lepennec, B. Leriche, Y. Longval, S. Maestre, J. Martignac, C. Marty, W. Marty, S. Masi, F. Mirc, J. Narbonne, G. Otrio, F. Pajot, J. Pimentao, N. Ponthieu, D. Rambaud, I. Ristorcelli, L. Rodriguez, G. Roudil, M. Salatino, G. Savini, J. Tauber, J. P. Torre, C. Tucker, G. Versepuech, and G. Willman. PILOT : measuring the FIR astrophysical dust emission. In *38th COSPAR Scientific Assembly*, volume 38 of *COSPAR Meeting*, page 4075, 2010.
- J. Ph. Bernard, P. Ade, P. deBernardis, M. Bouzit, C. Engel, M. Giard, M. Griffin, P. Hargrave, A. Laurens, B. Leriche, C. Leroy, Y. Longval, C. Marty, S. Madden, B. Maffei, S. Masi, C. Meny, M. A. Miville-Deschenes, J. Narbonne, L. Nati, F. Pajot, G. Pisano, E. Pointecouteau, N. Ponthieu, I. Ristorcelli, L. Rodriguez, G. Roudil, M. Salatino, G. Savini, G. Torre, and C. Tucker. Pilot : Measuring polarization in the interstellar medium. In *18th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, 2007.
- N. Billot, P. Agnès, J.-L. Auguères, A. Béguin, A. Bouère, O. Boulade, C. Cara, C. Cloué, E. Doumayrou, L. Duband, B. Horeau, I. le Mer, J. Lepennec, J. Martignac, K. Okumura, V. Revéret, M. Sauvage, F. Simoens, and L. Vigroux. The Herschel/PACS 2560 bolometers imaging camera. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6265 of *Society of*

- Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2006. doi: 10.1117/12.671154.
- M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. 1959.
- K.W. Brown, Y.-H. Lee, and Jr. Prata, A. A systematic design procedure for classical offset dual reflector antennas with optimal electrical performance. *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1993. AP-S. Digest*, pages 772–775 vol.2, Jun- 2 Jul 1993. doi: 10.1109/APS.1993.385234.
- G. Bruhat. *Cours d'optique : à l'usage de l'enseignement supérieur*. Masson & Cie, 1935. URL <http://books.google.fr/books?id=zwU6AQAIAAJ>.
- M. Compiègne, L. Verstraete, A. Jones, J.-P. Bernard, F. Boulanger, N. Flagey, J. Le Bourlot, D. Paradis, and N. Ysard. The global dust SED : tracing the nature and evolution of dust with DustEM. *Astronomy & Astrophysics*, 525 :A103, January 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201015292.
- B. P. Crill, P. A. R. Ade, D. R. Artusa, R. S. Bhatia, J. J. Bock, A. Boscaleri, P. Cardoni, S. E. Church, K. Coble, P. deBernardis, G. deTroia, P. Farese, K. M. Ganga, M. Giacometti, C. V. Haynes, E. Hivon, V. V. Hristov, A. Iacoangeli, W. C. Jones, A. E. Lange, L. Martinis, S. Masi, P. V. Mason, P. D. Mauskopf, L. Miglio, T. Montroy, C. B. Netterfield, C. G. Paine, E. Pascale, F. Piacentini, G. Polenta, F. Pongetti, G. Romeo, J. E. Ruhl, F. Scaramuzzi, D. Sforna, and A. D. Turner. Boomerang : A balloon-borne millimeter wave telescope and total power receiver for mapping anisotropy in the cosmic microwave background, 2002. URL <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:astro-ph/0206254>.
- R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, and D. T. Wilkinson. Cosmic Black-Body Radiation. *The Astrophysical Journal*, 142 :414–419, July 1965. doi: 10.1086/148306.
- C. Dragone. A first-order treatment of aberrations in Cassegrainian and Gregorian antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 30 :331–339, May 1982. doi: 10.1109/TAP.1982.1142793.
- B. T. Draine. Interstellar Dust Grains. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 41 :241–289, 2003. doi: 10.1146/annurev.astro.41.011802.094840.
- B. T. Draine. Astrophysics of Dust in Cold Clouds. In A. W. Blain, F. Combes, B. T. Draine, D. Pfenniger, & Y. Revaz , editor, *The Cold Universe, Saas-Fee Advanced Course 32, Springer-Verlag, 308 pages, 129 figures, Lecture Notes 2002 of the Swiss Society for Astronomy and Astrophysics (SSAA), Springer, 2004. Edited by A.W. Blain, F. Combes, B.T. Draine, D. Pfenniger and Y. Revaz, ISBN 354040838x, p. 213*, pages 213–+, 2004.
- B. T. Draine. Interstellar Dust Models : Extinction, Absorption and Emission. In F. Boulanger, C. Joblin, A. Jones, & S. Madden, editor, *EAS Publications Series*, volume 35 of *EAS Publications Series*, pages 245–268, 2009. doi: 10.1051/eas/0935013.

- F.-X. Désert, F. Boulanger, and J. L. Puget. Interstellar dust models for extinction and emission. *Astronomy and Astrophysics*, 237 :215–236, October 1990.
- X. Dupac, J.-P. Bernard, N. Boudet, M. Giard, J.-M. Lamarre, C. Mény, F. Pajot, I. Ristorcelli, G. Serra, B. Stepnik, and J.-P. Torre. Inverse temperature dependence of the dust submillimeter spectral index. *Astronomy & Astrophysics*, 404(1) :L11–L15, 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20030575. URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20030575>.
- C. Engel. Etude et optimisation de l’optique de l’instrument pilot. Master’s thesis, Conservatoire National des Arts et Métiers, 2008.
- C. Engel. Estimation des caractéristiques des lentilles. Technical report, Centre d’Etude Spatiale des Rayonnements, 2011a.
- C. Engel. Compte rendu d’essai miroir primaire. Technical report, Centre d’Etude Spatiale des Rayonnements, 2011b.
- C. Engel, Y. Longval, Leriche B., J. Ph. Bernard, I. Ristorcelli, M. Bouzit, G. Roudil, P.R. Ade, C. Marty, G. Otrio, F. Pajot, M. Griffin, P. Hargrave, C. Leroy, B. Maffei, J. Pimentao, N. Ponthieu, L. Rodriguez, M. Salatino, G. Savini, J.P. Torre, and C. Tucker. Optical design for pilot : a submm balloon-borne experiment for polarization measurements. In *International Conference on Space Optics*, 2008.
- C. Engel, J.-Ph. Bernard, P. Ade, P. deBernardis, M. Bouzit, M. Giard, M. Griffin, P. Hargrave, A. Laurens, B. Leriche, C. Leroy, Y. Longval, C. Marty and S. Madden, B. Maffei and S. Masi, C. Meny, M.-A. Miville-Deschênes, J. Narbonne, L. Nati, F. Pajot, G. Pisano and E. Pointecouteau, N. Ponthieu, I. Ristorcelli, L. Rodriguez, G. Roudil, M. Salatino, G. Savini, G. Torre, , and C. Tucker. Status of the pilot balloon borne experiment. In *18th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, 2009.
- C. Engel, Y. Longval, J.-P. Bernard, I. Ristorcelli, B. Leriche, C. Marty, B. Mot, G. Otrio, G. Savini, C. Tucker, G. Roudil, P. Ade, M. Bouzit, R. Daddato, M. Giard, M. Griffin, P. Hargrave, R. Laureijs, B. Maffei, F. Pajot, N. Ponthieu, L. Rodriguez, and M. Salatino. Optical design and ground tests, for pilot, a balloon borne experiment for astronomy. In *Latin America Optics and Photonics Conference*, page MF3. Optical Society of America, 2010a. URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=LAOP-2010-MF3>.
- C. Engel, C. Marty, B. Mot, J. P. Bernard, I. Ristorcelli, G. Otrio, B. Leriche, Y. Longval, F. Pajot, G. Roudil, A. Caillat, J.P. Dubois, M. Bouzit, V. Buttice, and T. Camus. Pilot a balloon borne experiment under ground tests. In *International Conference on Space Optics*, 2010b.
- C. Engel, I. Ristorcelli, J. P. Bernard, Y. Longval, C. Marty, B. Mot, G. Otrio, and G. Roudil. Characterization and performances of the primary mirror of the pilot balloon-borne experiment. *Experimental Astronomy*, 2013. doi: 10.1007/s10686-013-9332-7.

- E. L. Fitzpatrick. Interstellar Extinction in the Milky Way Galaxy. In A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, editor, *Astrophysics of Dust*, volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 33–+, May 2004.
- P. Fosalba, A. Lazarian, S. Prunet, and J. A. Tauber. Dust polarization from starlight data. In S. Cecchini, S. Cortiglioni, R. Sault, & C. Sbarra, editor, *Astrophysical Polarized Backgrounds*, volume 609 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 44–50, March 2002. doi: 10.1063/1.1471821.
- U. Frisk, M. Hagström, J. Ala-Laurinaho, S. Andersson, J.-C. Berges, J.-P. Chabaud, M. Dahlgren, A. Emrich, H.-G. Florén, G. Florin, M. Fredrixon, T. Gaier, R. Haas, T. Hirvonen, Å. Hjalmarsson, B. Jakobsson, P. Jukkala, P. S. Kildal, E. Kollberg, J. Lassing, A. Lecacheux, P. Lehtinen, A. Lehto, J. Mallat, C. Marty, D. Michet, J. Narbonne, M. Nexon, M. Olberg, A. O. H. Olofsson, G. Olofsson, A. Origné, M. Petersson, P. Piironen, R. Pons, D. Pouliquen, I. Ristorcelli, C. Rosolen, G. Rouaix, A. V. Räisänen, G. Serra, F. Sjöberg, L. Stenmark, S. Torchinsky, J. Tuovinen, C. Ullberg, E. Vinterhav, N. Wadefalk, H. Zirath, P. Zimmermann, and R. Zimmermann. The odin satellite. *A&A*, 402(3) :L27–L34, 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20030335. URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20030335>.
- J. S. Hall and A. H. Mikesell. Observations of polarized light from stars. *Astronomical Journal*, 54 :187–188, September 1949. doi: 10.1086/106256.
- P. Hargrave, T. Waskett, T. Lim, and B. Swinyard. Performance of flight-model on-board calibration sources on Herschel-SPIRE. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6275 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2006. doi: 10.1117/12.673197.
- WH Hiltner. Polarization of radiation from distant stars by the interstellar medium. *Nature*, 163(4138) :283, 1949.
- S. Huard. *Polarisation de la lumière*. Dunod, 2004.
- Edwin Hubble. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 15(3) :168–173, 1929. URL <http://www.pnas.org/content/15/3/168.short>.
- A. P. Jones. Dust Destruction Processes. In A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, editor, *Astrophysics of Dust*, volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 347–+, May 2004.
- A. A. Klypin, M. V. Sazhin, I. A. Strukov, and D. P. Skulachev. Limits on Microwave Background Anisotropies - the Relikt Experiment. *Soviet Astronomy Letters*, 13 : 104, April 1987.
- J. W. Lamb. Miscellaneous data on materials for millimetre and submillimetre optics. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 17 :1997–2034, December 1996. doi: 10.1007/BF02069487.

- E. M. Leitch, J. M. Kovac, C. Pryke, J. E. Carlstrom, N. W. Halverson, W. L. Holzapfel, M. Dragovan, B. Reddall, and E. S. Sandberg. Measurement of polarization with the Degree Angular Scale Interferometer. *Nature*, 420 :763–771, December 2002.
- P. Léna. *Méthodes physiques de l'observation*. 1996.
- Y. Longval and C. Engel. Optical design. Technical report, Institut d'Astrophysique Spatiale, 2008.
- N. Marcuvitz. *Waveguide handbook*. Radiation Laboratory series. McGraw-Hill, 1951. URL <http://books.google.fr/books?id=EH-FAAAAIAAJ>.
- P. G. Martin and D. C. B. Whittet. Interstellar extinction and polarization in the infrared. *Astrophysical Journal*, 357 :113–124, July 1990. doi: 10.1086/168896.
- Mark A. Ordal, Robert J. Bell, Jr. Ralph W. Alexander, Lawrence A. Newquist, and Marvin R. Query. Optical properties of al, fe, ti, ta, w, and mo at submillimeter wavelengths. *Appl. Opt.*, 27(6) :1203–1209, Mar 1988. doi: 10.1364/AO.27.001203. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-27-6-1203>.
- E. D. Palik. *Handbook of optical constants of solids II*. 1991.
- J. R. Pardo, J. Cernicharo, and E. Serabyn. Atmospheric transmission at microwaves (ATM) : an improved model for millimeter/submillimeter applications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 49 :1683–1694, December 2001. doi: 10.1109/8.982447.
- A. A. Penzias and R. W. Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. *Astrophysical Journal*, 142 :419–421, July 1965.
- J.-P. Perez. *Optique : fondements et applications*. Sciences Sup. Dunod, 2004. ISBN 2-10-048497-4.
- Nicolas Ponthieu. *Polarisation du Fond diffus cosmologique et de l'émission des Poussières Galactiques*. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 2003.
- Vincent Reveret, Louis R. Rodriguez, Philippe Andre, Benoit Horeau, Jean Le Pennec, and Patrick Agnese. A study on the use of the pacs bolometer arrays for submillimeter ground-based telescopes, 2006. URL <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:astro-ph/0606436>.
- I. Ristorcelli and C. Marty. Report on the characterisation and image quality control of the odin telescope. Technical report, CESR, 1998.
- I. Ristorcelli, Y. Longval, C. Engel, C. Marty, and G. Roudil. Acquisition d'un miroir primaire m1 (expérience pilot) pour le centre d'études spatiales des rayonnements (cesr) de l'université paul sabatier, cahier des clauses techniques particulières. Technical report, Centre d'Etudes Spatiales des Rayonnements, 2007.
- I. Ristorcelli, C. Engel, Y. Longval, G. Roudil, R. Laval, C. Marty, J.Ph. Bernard, and A. Fauré. Primary mirror definition. Technical report, Centre d'Etudes Spatiales des Rayonnements, 2008.



- L. C. Robinson. *Physical principles of far infrared radiation*. Academic Press, Inc. (London) LTD, 1973.
- W.V.T. Rusch, Jr. Prata, A., Y. Rahmat-Samii, and R.A. Shore. Derivation and application of the equivalent paraboloid for classical offset cassegrain and gregorian antennas. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 38(8) :1141–1149, Aug 1990. ISSN 0018-926X. doi: 10.1109/8.56949.
- A. A. M. Saleh. An Adjustable Quasi-Optical Bandpass Filter—Part II : Practical Considerations. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 22 :734–739, July 1974a. doi: 10.1109/TMTT.1974.1128320.
- A. A. M. Saleh. An Adjustable Quasi-Optical Bandpass Filter—Part I : Theory and Design Formulas. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 22 : 728–734, July 1974b. doi: 10.1109/TMTT.1974.1128319.
- K. Serkowski, D. S. Mathewson, and V. L. Ford. Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction. *The Astrophysical Journal*, 196 :261–290, February 1975. doi: 10.1086/153410.
- L. Thourel. *Calcul et conception des dispositifs en ondes centimétriques et millimétriques : Circuits passifs*. Collection La Chevêche. Cepadues, 1988. ISBN 9782854281736. URL <http://books.google.fr/books?id=sBsnAQAAAJ>.
- J. P. Torre and G. Chanin. Miniature liquid 3he refrigerator. *Review of Scientific Instruments*, 56(2) :318–320, feb 1985. ISSN 0034-6748. doi: 10.1063/1.1138350.
- D. C. B. Whittet. Polarization of Starlight. In A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, editor, *Astrophysics of Dust*, volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 65, May 2004.
- Doug CB Whittet. *Dust in the galactic environment*. Taylor & Francis, 2002.
- B. A. Wilking, M. J. Lebofsky, J. C. Kemp, P. G. Martin, and G. H. Rieke. The wavelength dependence of interstellar linear polarization. *The Astrophysical Journal*, 235 :905–910, February 1980. doi: 10.1086/157694.





# ABSTRACT

The PILOT experiment will measure the polarized emission of interstellar dust grains, in the submillimeter range, at 240 and 550  $\mu\text{m}$ . The scientific instrument will be on-board a stratospheric platform. A field of view of  $0.8^\circ \times 1^\circ$  and a resolution of about one arc minute are needed to reach the scientific objectives. For this purpose, the use of an extended focal plane, a large diameter primary mirror and a re-imaging system is needed. For the off axis telescope, we must respect a combination of shape and angle between the primary and secondary mirror, in order to optimize the image quality and to minimize the instrumental polarization. The aim of my thesis work was the evaluation of the performances of this optical system and the prediction of their variations in flight conditions.

All the optical elements, except the primary mirror will be cooled to 3 K. The variations of the primary mirror characteristics with the environment must be well known in order to obtain optimal performances during the flight. For the evaluation of these characteristics, I used tridimensional measurements, submillimeter characterization and modelling of the deformations in various environmental conditions. The method used for the primary mirror was applied to the lenses of the reimaging system too. The actual modelling of the optical system includes these results and show that the optical performances are nominal. Using this realistic modelling, an optimization of the positioning of each optical element was done for the integration of the instrument.

The polarization degree of the dust grain emission is expected to be only a few percent. For the interpretation of the instrument signal, it is necessary to have a good knowledge of the instrumental polarization. Using modelling with Zemax software, I have determined the Stokes parameters for several positions of the optical axis of the half waveplate, different orientations of the incident polarization state and for a set of positions in the field of view. During the ground tests of the integrated instrument, I will verify and optimize these parameters.

**Keywords** : *polarized emission, stratospheric balloon, submillimeter range, primary mirror, optical system, polarization.*

# RÉSUMÉ

La mission PILOT a pour objectif l'étude de l'émission polarisée des grains de poussières du milieu interstellaire dans le domaine submillimétrique, à 240 et 550  $\mu\text{m}$ . L'instrument scientifique sera embarqué à bord d'un ballon stratosphérique à une altitude d'environ 40 km. Un champ de vue de  $0.8^\circ \times 1^\circ$ , ainsi qu'une résolution de l'ordre de la minute d'arc sont requis pour atteindre les objectifs scientifiques. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser à la fois un plan focal étendu, un miroir de grand diamètre ainsi qu'un système ré-imageur. Le télescope est de plus en configuration hors axe, une combinaison de forme et d'angle entre les miroirs primaire et secondaire doit donc être respectée de façon à optimiser la qualité image et à minimiser la polarisation instrumentale. L'objectif de mes travaux de thèse était d'estimer les performances de ce système optique, ainsi que leurs variations en fonction des conditions de vol.

Tous les composants optiques seront refroidis à 3 K, à l'exception du miroir primaire. Le contrôle des caractéristiques de ce miroir en fonction des conditions d'environnement est indispensable à l'obtention de performances optimales en vol. J'ai évalué les caractéristiques du miroir primaire en combinant des mesures tridimensionnelles, une caractérisation dans le domaine submillimétrique et des modélisations de déformées en température homogène, non homogène et en gravité. Les méthodes mise en place pour le miroir primaire ont également été appliquées aux lentilles du système ré-imageur. Les résultats obtenus sur le miroir primaire et les lentilles ont été intégrés à la modélisation du système optique. Il a ainsi été possible de valider l'adéquation entre les performances nominales et réelles et d'optimiser le positionnement de chaque composant optique pour l'intégration de l'instrument.

Le degré de polarisation de l'émission polarisée des grains de poussières est de l'ordre de quelques pourcents. L'interprétation du signal mesuré par l'instrument nécessite donc une bonne connaissance de la polarisation instrumentale induite par l'instrument. J'ai estimé, par modélisation, les matrices de passage de l'instrument en fonction de la position du point du champ observé, de l'orientation du plan de polarisation de l'état de polarisation incident et de l'orientation de l'axe optique de la lame demi-onde. La campagne de tests de l'instrument intégré, me permettra de vérifier et d'optimiser ces matrices.

**Mots clés :** *émission polarisée, ballon stratosphérique, domaine submillimétrique, miroir primaire, système optique, polarisation.*