

UNIVERSITE DE LIMOGES
ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE des Sciences

Année : 2004

Thèse N° []

Thèse
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline: Electronique des hautes fréquences et optoélectronique
Spécialité : Optique

présentée et soutenue par

Jérôme Sagne

le 01 Juin 2004

**Etude expérimentale d'antennes synthétiques utilisant
des fibres en silice :**

- **Stabilisation d'un réseau d'antennes en réception**
- **Contrôle interférométrique du pointé d'un système en émission**

Thèse dirigée par François Reynaud

JURY :

Rapporteurs :

**Denis Mourard
Jacques Berthon**

**Astronome
Directeur du service Optique**

**Observatoire de la côte d'Azur
CNES-Toulouse**

Examineurs :

**Bertrand Calvel
Alain Reinex
François Reynaud
Laurent Delage**

**Ingénieur Astrium
Directeur de recherche CNRS
Professeur
Maître de conférence**

**EADS-ASTRIUM Toulouse
Université de Limoges
Université de Limoges
Université de Limoges**

Remerciements

Je vais commencer par remercier Alain Barthélémy, nouveau directeur de l'IRCOM, qui a bien voulu m'accueillir au sein de l'équipe optique de l'IRCOM.

Je continue mes remerciements tout naturellement par messieurs François Reynaud et Laurent Delage, mes deux responsables de thèse, qui par leur présence et leur soutien tout au long de ces trois années m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je voudrais remercier Messieurs Jacques Berthon et Denis Mourard qui ont accepté de rapporter mon travail et qui, par leurs conseils avisés, m'ont permis d'améliorer ce manuscrit.

J'associe à ces remerciements Monsieur Alain Reinex qui a accepté de présider mon jury de thèse ainsi que Monsieur Bertrand Calvel qui a accepté d'en faire parti.

Je n'oublierai pas de souligner l'excellent travail accompli par Alain Dexet, notre technicien préféré, qui par la qualité des pièces mécaniques qu'il réalise nous permet de manipuler dans de bonnes conditions. En plus avec toutes ces couleurs cela met un peu de gaieté dans les "manips".

Je voudrais remercier chaleureusement Ludovic Grossard, monsieur logiciel libre du labo, qui m'a initié à linux et au logiciel libre et qui par conséquent m'a grandement facilité la rédaction de ce manuscrit. Ben oui, Latex ça change la vie (enfin la mienne en tous cas). Pardon d'avoir passé autant de temps dans ton bureau pour les multiples installations de ma distribution et pour les dépanages en tous genres.

Egalement, je voudrais souligner l'aide qui m'a été apportée par Emmanuel Longteau, tant qu'il était encore là, que ce soit pour l'explication de phénomènes physiques ou pour mes premiers pas avec Labview. Merci Manu.

Je voudrais aussi remercier Sébastien Vergnole pour son amitié et pour son soutien dans les moments de découragement. Pour avoir pris le temps de relire ce manuscrit et m'avoir permis de l'améliorer. Et puis surtout, merci pour toutes ces soirées foot pendant la rédaction de ma thèse qui m'ont permis de décompresser un peu pendant quelques heures. Et puis surtout, arrête tes blagues nulles quand tu me réponds au téléphone : je suis toujours vivant nom d'un chien! "Ca m'énerve ça !!!".

Je n'oublierai pas monsieur Huss, Guillaume de son prénom, qui de temps en temps, en jetant un oeil expert sur ma manip m'a permis d'avancer. Merci pour tes renseignements judicieux en ce qui concerne la recherche de certains outils à l'intérieur du labo.....Et bonne chance pour la suite.

Enfin, je terminerai mes remerciements par les rigolos du bureau d'à côté, ils se reconnaîtront..... Merci pour les pauses cafés, les galettes des rois (quoi que j'en ai amené quelques unes), les collations et pour tout le reste... Et puis il faudrait que quelqu'un dise au petit Laurent d'arrêter de jouer au ballon dans les couloirs, ça fait pas très sérieux et puis ça gêne les gens qui travaillent.....

Table des matières

Chapitre 1 :

Introduction générale	7
------------------------------	----------

Chapitre 2 :

Maquette en laboratoire d'un Interféromètre spatialisable à deux voies	13
---	-----------

I	Dispositif imageur à haute résolution angulaire; état de l'art et présentation de notre projet	15
	1) Principe général et contexte international	15
	2) Les fonctions élémentaires d'un interféromètre fibré	22
	3) Réponses apportées dans le cadre des études précédentes	24
	a) Les tip-tilts	24
	b) Etude du transport cohérent du flux lumineux dans les fibres optiques	25
	c) Contrôle du chemin optique	25
	d) Recombinaison des champs	26
	e) Un nouvel élément à étudier : la mise en plan d'onde des ouvertures	27
	4) Présentation générale de cette étude et mise en place du dispositif expérimental	28
II	Le dispositif expérimental	30
	1) Le simulateur d'étoile	30
	2) Réseau de deux télescopes	33
	a) Module central	33
	a).1 Le dispositif de pointage	33
	a).2 Génération du plan d'onde de référence	33
	b) Modules de positionnement des ouvertures	36
	b).1 Dispositif collecteur de flux lumineux	36
	b).2 Asservissement de l'injection des faisceaux : le tip-tilt	37
	b).3 Acquisition des franges de métrologie matérialisant le plan d'onde de référence	39
	b).4 Défaut longitudinal de positionnement des télescopes	40
	b).5 Motorisation de la table déformable et commande des moteurs pas à pas	42
	b).5.1 Principe de fonctionnement du moteur	42
	b).5.2 Chaîne de commande	42
	b).5.3 Programme de commande	43

3)	Recombinaison du flux lumineux : Interféromètre et coupleurs	43
a)	Les coupleurs à fibres optiques	45
b)	Schéma de l'interféromètre et performances	45
b).1	Taux d'extinction du recombineur	46
b).2	Coefficients de partage du recombineur	48
III	Traitement des différents signaux	49
1)	Mise en œuvre du dispositif de pointage	49
2)	Positionnement des modules latéraux	49
a)	Acquisition et traitement des franges d'interférence permettant la génération du plan d'onde de référence. Obtention d'un signal d'erreur	49
b)	Asservissement de la position longitudinale des modules latéraux .	51
3)	Asservissement de l'injection des flux lumineux dans les fibres optiques . .	52
a)	Description de la partie électronique	52
b)	L'étage préamplificateur	52
c)	La carte de calcul d'erreur	54
d)	Régulation PID et commande haute tension	54
4)	Signal interférométrique en sortie du recombineur	54
a)	Acquisition des franges d'interférence scientifiques	55
b)	Programme d'analyse et de traitement des franges d'interférences .	55
b).1	Calcul de la position du paquet de franges	55
b).2	Calcul du contraste des franges	55
IV	Résultats expérimentaux	57
1)	Caractérisation des paramètres opto-géométriques du système de mise en plan d'onde	57
a)	Résolution du pointage	57
b)	Etalonnage du grandissement des dispositifs d'acquisition des franges matérialisant le plan d'onde de référence	57
c)	Mesure des caractéristiques des franges matérialisant le plan d'onde de référence	58
2)	Etalonnage des déplacements des tables mobiles des modules latéraux . . .	60
a)	Mesure du déplacement de la table de translation pour un pas moteur	60
b)	Etalonnage du jeu mécanique des moteurs	61
3)	Précision de l'asservissement	62
4)	Evaluation des différentes sources d'erreurs	63
a)	Erreur de lecture sur la translation micrométrique	63
b)	Erreur sur le positionnement des tables de translation dans le plan d'onde de référence	63
c)	Incertitude totale pour un pointage fixe	64
d)	Evaluation du décalage du paquet de franges résultant d'une erreur de pointage	64
5)	Performances du dispositif	65
V	Conclusion	68

Chapitre 3 :

Antenne synthétique

I	Etude théorique d'une antenne synthétique fibrée	74
	1) Fonctionnement d'une antenne synthétique fibrée	74
	a) Principe général d'une antenne synthétique fibrée	74
	b) Les différentes fonctions nécessaires à la mise en œuvre expérimentale	76
	2) Modélisation mathématique de l'onde émise par une ouverture synthétique	78
	a) Champ émis par une lentille	79
	a).1 Champ émis par une lentille centrée à l'origine du repère sans piston ni tilt	79
	a).2 Champ émis par une lentille centrée à l'origine du repère avec piston et sans tilt	79
	a).3 Champ émis par une lentille centrée à l'origine du repère avec piston et tilt	79
	a).4 Champ émis par une lentille décentrée avec piston et tilt	81
	b) Cas particulier d'un réseau de deux ouvertures	81
	c) Champ émis par un réseau de N lentilles	85
	c).1 Champ émis par un réseau de N lentilles avec piston et tilt	85
	c).2 Champ lointain émis par un réseau de N lentilles avec piston et tilt	85
	3) Mise en évidence de la nécessité d'asservir le piston et méthode utilisée pour réaliser cet asservissement	89
	a) Simulation de l'effet d'un bruit de phase sur la figure de diffraction du réseau	89
	b) Les paramètres à contrôler	89
	c) Description du concept proposé pour réaliser l'asservissement du piston	91
II	Etude théorique de l'interféromètre de métrologie	92
	1) Justification de la structure choisie pour l'interféromètre de métrologie	92
	2) Influence des paramètres opto-géométriques de l'interféromètre sur le diagramme d'antenne	93
	a) Cas d'un réseau de deux télescopes	93
	b) Cas d'un réseau de sept télescopes	98
	3) Modélisation des signaux optiques en sortie de l'interféromètre	102
	a) Expression analytique de la puissance reçue par le détecteur en sortie de l'interféromètre de métrologie	102
	b) Simulation numérique de la puissance collectée par les détecteurs placés en sortie de l'interféromètre de métrologie	104
	4) Traitement du signal permettant la génération du signal d'erreur	110
III	Mise en oeuvre expérimentale	113
	1) Démonstration expérimentale du pointage d'un réseau de deux lentilles	113
	a) Le dispositif expérimental	113
	b) Résultats expérimentaux	115
	2) Mise en place expérimentale du dispositif de métrologie	117
	a) Le dispositif expérimental	117
	b) Caractérisation expérimentale préliminaire avec une modulation linéaire du chemin optique	119

c)	Résultats expérimentaux	120
c).1	Obtention du signal d'erreur	121
c).2	Effets parasites et optimisation du signal d'erreur	123
c).3	Evaluation de la fluctuation de la différence de marche en boucle ouverte	128
c).4	Résultats	130
IV	Conclusion	133

Chapitre 4 :

Conclusion	135
-------------------	------------

Chapitre 5 :

Annexes	139
----------------	------------

I	Rappel sur les fibres optiques	141
1)	Guidage de l'onde dans la fibre	141
2)	Fibres optiques monomodes	143
3)	Connectorisation	145
II	Caractéristiques des dispositifs	147
1)	Grandissement des dispositifs d'acquisition des franges materialisant le plan d'onde de référence	147
2)	Mesure de l'interfrange des franges de métrologie	149
3)	Sensibilité des déplacements des tables de translation des modules latéraux	151
4)	Jeu d'entraînement des moteurs	152
III	Etude de l'évolution de la polarisation lors de la traversée de l'interféromètre de métrologie	153

Chapitre 6 :

Références Bibliographiques	163
------------------------------------	------------

Introduction générale

Depuis plusieurs décennies, l'utilisation de la synthèse d'ouverture a pris un essor grandissant du fait de la conjonction d'un besoin toujours accru d'images de hautes résolutions et de la disponibilité de techniques matures de fabrication des composants, de stabilisation des instruments et de traitement des données issues des instruments. Le principal champ d'action de ces méthodes prend place dans le domaine de l'imagerie optique pour l'astronomie. Le principe ainsi mise en œuvre repose sur l'utilisation d'un grand nombre d'ouvertures élémentaires afin de synthétiser une ouverture de plus grande dimension la plus part du temps inaccessible par des dispositifs monolithiques. La synthèse d'ouverture peut être utilisée pour la réalisation d'instruments permettant principalement deux types d'applications :

- La réalisation de dispositifs de réception utilisés pour effectuer de l'observation ou de l'imagerie très haute résolution angulaire.
- La réalisation de dispositifs émetteurs ou récepteurs dont la principale qualité recherchée est "l'agilité" (capacité à contrôler la direction d'émission) d'un faisceau. La mise en œuvre de tels dispositifs pourrait alors être appliquée aux systèmes de communications optiques entre satellites.

Dans le cadre d'un dispositif utilisé en réception, la résolution angulaire avec laquelle l'observation est effectuée dépend directement de la plus grande dimension de l'ouverture. L'amélioration des performances de ce type d'instruments, en termes de résolution, est donc directement liée à l'augmentation de la dimension de l'ouverture collectrice. Cependant, les moyens technologiques actuels limitent les dispositifs monolithiques à des ouvertures inférieures à 10 mètres de diamètres. L'utilisation de la synthèse d'ouverture va permettre d'obtenir des résolutions nettement supérieures en utilisant plusieurs ouvertures élémentaires espacées de plusieurs centaines de mètres. Dans ce cas, l'observation ne permet pas l'obtention d'une image directe de l'objet observé. Les informations sont obtenues par l'analyse du signal interférométrique résultant du mélange des champs collectés par les différents télescopes du dispositif.

C'est historiquement Fizeau [Fizeau 68], qui le premier a montré le lien entre le contraste des franges d'interférences ainsi obtenues et la morphologie de la source qui l'illumine. Stephan a été par la suite le premier à tenter d'utiliser cette méthode pour l'observation d'objets stellaires en 1873. Cependant, les premiers résultats astronomiques ont été obtenus par Michelson et Pease lors de la mesure du diamètre apparent de plusieurs étoiles [Michelson 91, Michelson 21]. Les moyens technologiques de l'époque limitant les dispositifs à des bases maximum de 6 mètres et à l'observation d'objets très lumineux, la méthode est abandonnée pendant près d'une cinquantaine d'années malgré des premiers résultats prometteurs.

C'est donc en 1974 que les premières franges d'interférences avec deux télescopes ont été obtenues sur l'interféromètre I2T à l'observatoire de la côte d'Azur par Antoine Labeyrie [Labeyrie 75]. A la suite de ces nouveaux résultats, un grand nombre d'interféromètres, utilisés actuellement, vont voir le jour. Ces interféromètres sont constitués pour la plupart de deux télescopes, GI2T [Mourard 94], SUSI [Davis 94], le KECK Interferometer [Colavita 00]. Cependant, il existe des interféromètres utilisant un plus grand nombre de télescopes : IOTA [Carleton 94] (trois télescopes) le VLTI (4 télescopes principaux et à terme 4 télescopes auxiliaires), COAST (5 télescopes), CHARA (6 télescopes).

D'autre part des missions spatiales sont à l'heure actuelle à l'étude afin d'envoyer des interféromètres dans l'espace dans le but de s'affranchir des problèmes rencontrés au sol du fait des perturbations atmosphériques. Nous pouvons nommer en exemple le projet DARWIN ou la mission SIM qui devraient être lancés durant les prochaines décennies.

Dans le cas d'une antenne synthétique optique émettrice, l'utilisation de la synthèse d'ouverture va permettre d'apporter un grand nombre d'avantages :

- Le pointage du faisceau peut être contrôlé de façon précise grâce au contrôle de la phase de l'onde émise par chaque ouverture.
- La masse et le volume du dispositif peuvent être réduit de façon significative.
- Le dernier avantage réside en une concentration optimum de l'énergie du lobe principal d'émission de l'antenne associée aux antennes synthétiques compactes. Ces structures compactes réalisent le meilleurs compromis entre la directivité et la concentration énergétique de l'émission.

Si le concept d'antenne synthétique est déjà bien connu dans le domaine des micro-ondes, l'utilisation dans la gamme des longueurs d'onde optiques est encore très peu avancée. Le potentiel de cette technique est pourtant prometteur ne serait ce que par les très hauts débits qu'elle permettrait d'atteindre par exemple pour des communications intersatellites.

Cependant, peu d'études ont été réalisées jusqu'à ce jour concernant des dispositifs de synthèse d'ouverture en émission. Nous pouvons malgré tout citer d'une part, le dispositif émetteur PHASAR mis en place à l'Air Force Weapon Laboratory [Fender 88] constitué de trois télescopes et d'autre part, une antenne synthétique en émission constituée de trois ouvertures réalisée à l'Université de Vienne [Neubert 93]. En complément de cette approche, plusieurs antennes synthétiques en réception, à quatre puis seize ouvertures, ont commencées à être étudiées dans cette même université de Vienne.

Dans ce manuscrit, je propose de réaliser l'étude expérimentale de deux dispositifs de synthèse d'ouverture entièrement fibrés. Le premier sera un dispositif de réception et le second un dispositif d'émission. L'utilisation de la fibre optique va permettre de réaliser un transport cohérent des flux lumineux ce qui implique, le maintien de la polarisation, un contrôle de la dispersion chromatique et un contrôle de la différence de marche. Ces derniers points ont déjà fait par le passé l'objet d'études, réalisées au sein de notre laboratoire, sur lesquelles je m'appuierai pour réaliser les deux projets dont traite ce manuscrit.

Parmi les différentes études menées dans notre équipe de recherche, nous pouvons citer :

- L'injection asservie d'un flux lumineux provenant d'une étoile dans une fibre optique monomode.
- Le transport cohérent de la lumière dans une fibre optique incluant le contrôle de la longueur optique, la maîtrise de la dispersion différentielle ainsi que le contrôle de la polarisation.
- L'étude de lignes à retards fibrées permettant un contrôle de la différence de marche moyennant une évolution des caractéristiques des termes d'ordres élevés de la dispersion chromatique.
- La recombinaison des flux lumineux par l'intermédiaire de dispositifs d'optique guidée ou intégrée.

Ces différentes études et résultats seront rappelés puis discutés dans le paragraphe 2.I.3).

Dans un premier chapitre je présente l'étude expérimentale d'un interféromètre spatialisable totalement fibré. Les différentes ouvertures seront positionnées dans un même plan d'onde, perpendiculaire à la direction d'émission de l'objet observé, par une méthode in-

terférométrie. La recombinaison des flux lumineux sera réalisée dans cet instrument par un dispositif d'optique guidée.

Dans un second chapitre je présente l'étude d'une antenne synthétique en émission totalement fibrée. Cette étude consiste, dans un premier temps, en la démonstration de l'agilité de pointage d'un tel dispositif. Dans un second temps, nous nous attacherons à obtenir un signal d'erreur destiné à l'asservissement des longueurs de chemins optiques entre les différents bras de l'antenne. L'asservissement lui même ne sera cependant pas réalisé dans cette étude.

Maquette en laboratoire d'un
Interféromètre spatialisable à deux
voies

I Dispositif imageur à haute résolution angulaire ; état de l'art et présentation de notre projet

1) Principe général et contexte international

L'observation d'objets stellaires nécessite l'utilisation de télescopes ayant des diamètres de plus en plus importants afin de pouvoir augmenter la résolution angulaire de l'image de l'objet observé. Les problèmes technologiques liés à la construction de télescopes monolithiques de grands diamètres poussent naturellement à se tourner vers la synthèse d'ouverture. Le principe est de remplacer un télescope monolithique de diamètre important (figure 2.1(a)) par un réseau de télescopes élémentaires (figure 2.1(b)). En effet, la résolution angulaire de l'information recueillie par deux télescopes élémentaires éloignés de 100 mètres peut atteindre celle d'un seul télescope monolithique dont la pupille d'entrée posséderait un diamètre de 100 mètres. De plus la spatialisation d'un tel interféromètre permet de s'affranchir des problèmes introduits par la turbulence atmosphérique lors de la traversée de l'atmosphère par l'onde lumineuse observée.

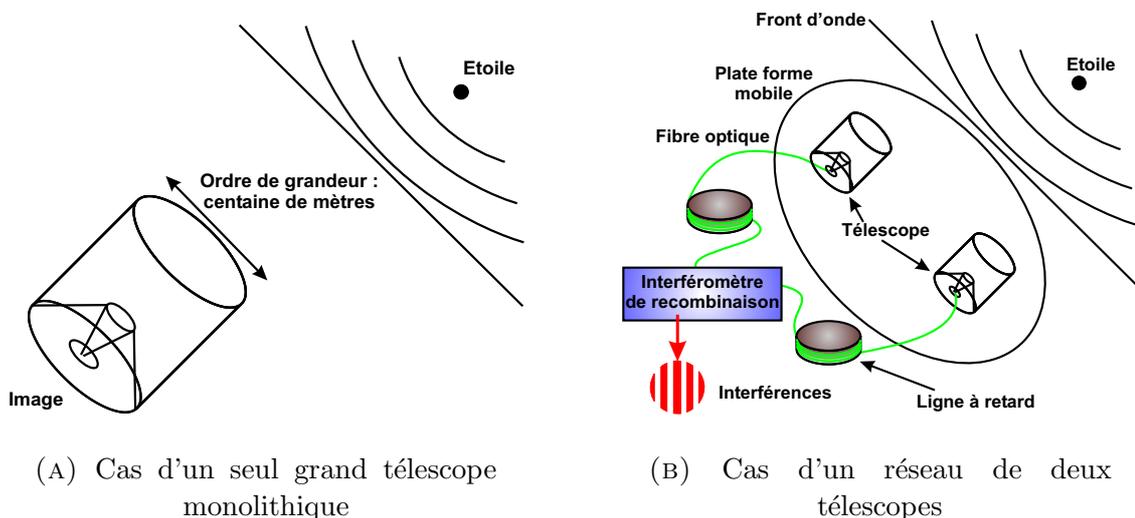


FIG. 2.1 – Schéma de principe de la synthèse d'ouverture appliquée à l'interférométrie stellaire

Les avantages évidents de l'utilisation de la synthèse d'ouverture par rapport à des systèmes monolithiques ont conduit durant ces vingt dernières années à l'apparition de plusieurs interféromètres stellaires. L'interféromètre **COAST** (Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope) a été le premier dispositif de synthèse d'ouverture à obtenir après reconstruction l'image d'un objet stellaire. Cet instrument est composé d'un réseau de cinq télescopes de quarante centimètres de diamètre et peut atteindre une base maximum de soixante sept mètres. Cette base devrait être étendue prochainement à cent mètres. Cet interféromètre effectue ses observations dans le domaine des longueurs d'ondes rouges et proche infra-rouges et la propagation des champs lumineux collectés, des télescopes jusqu'au dispositif de recombinaison, est réalisée en espace libre. Cet instrument a obtenu au mois de septembre 1995 une image de l'étoile Alpha Aurigae avec trois ouvertures en utilisant le principe de la clôture de phase à une longueur d'onde de 830 nm [Baldwin 96, Baldwin 86].

L'instrument **GI2T** (Grand Interféromètre à 2 Télescopes) a vu le jour en 1985 sous l'impulsion d'A. Labeyrie et se trouve maintenant sous la responsabilité de Denis Mourard. Il s'agit d'un interféromètre basé sur le plateau de Calern dans le sud de la France [Mourard 94]. Il est constitué de deux télescopes de 1,52 mètres de diamètre, peut atteindre une base maximum de 68 mètres et permet d'effectuer des observations dans une bande spectrale allant de 400 nm à 2,5 μm . L'objectif de cet instrument est de réaliser l'étude des différents processus physiques présents dans une étoile et son environnement.

Le **Keck Interferometer** est un réseau de deux télescopes, de 10 mètres de diamètre chacun, basé sur le mont Mauna Kea à Hawaï aux USA [Colavita 00]. Ses objectifs principaux sont, de détecter des planètes géantes en dehors du système solaire, de caractériser la poussière exozodiacale et de réaliser des images de disques proto-planétaires avec une haute résolution. Cet interféromètre travaillant aux longueurs d'ondes de 1,5 à 5 μm et 10 μm peut atteindre une base maximale de 85 mètres et effectue le transport des faisceaux par propagation libre dans l'air. Cet instrument a obtenu ses premières franges d'interférence en Mars 2001 [Colavita 01] sur l'étoile HD 61294 se situant dans la constellation du Lynx. Actuellement, le Keck Interferometer observe la galaxie NGC 4151 située à 40 millions d'années lumières de la terre, constituant la plus grande distance d'observation jamais utilisée par un interféromètre optique infrarouge. Le Keck Interferometer contient un "Nulling Combiner" qui permettra de détecter des disques de poussière exozodiacale à une longueur d'onde de travail de 10 μm .

L'Australie possède un interféromètre; il s'agit de **SUSI** (Sydney University Stellar Interferometer) situé à Narrabri. Cet instrument est constitué de deux télescopes possédant une ouverture maximale de 14 cm [Davis 94]. Susi est utilisé pour déterminer un certain nombre de caractéristiques des étoiles observées :

- Le rayon.
- La luminosité.
- La masse.
- La mesure des distances séparant les étoiles doubles.
- La température effective.

Les télescopes constituant cet interféromètre peuvent être translatés de façon à faire varier la base sur une plage allant de 5 à 640 mètres; le transport des champs lumineux collectés est réalisé dans l'air. Cet instrument permet de réaliser des observations sur une bande spectrale de 400 à 900 nm. Des franges ont été obtenues sur cet interféromètre en Novembre 2002 avec un recombineur de faisceau travaillant aux longueurs d'ondes rouges [Tango 03].

L'interféromètre **CHARA** (Center for High Angular Resolution Astronomy) a été mis en service en 1984 sur le Mont Wilson aux Etats-Unis [McAlister 92, McAlister 94]. Cet instrument est composé de six télescopes de un mètre de diamètre et peut atteindre une base maximale de 350 mètres. Les champs collectés sont acheminés des télescopes jusqu'au dispositif de recombinaison dans des tubes sous vide. Les observations peuvent être réalisées sur deux bandes spectrales différentes, la première allant de 500 à 800 nm et la seconde de 2 à 2,4 μm . Le principal objectif de cet instrument est de réaliser des mesures de tailles d'étoiles, de différencier les étoiles doubles et d'imager la surface de certaines étoiles. Les premières franges de CHARA ont été obtenues le 23 Novembre 1999 [McAlister 00]. D'autres franges ont été obtenues en septembre 2001 en utilisant une base de 331 mètres.

Le Very Large Telescope Interferometer (VLTI) est situé sur le mont Paranal au Chili. Il est constitué de quatre grands télescopes de 8,2 mètres de diamètre et trois petits télescopes auxiliaires de 1,8 mètres de diamètre et peut atteindre une base maximale de 200 mètres. Cet interféromètre permet de réaliser des observations dans la bande spectrale de 1,5 à 5 μm et à 10 μm . L'instrument VINCI (une réplique de FLUOR pour le VLTI) a permis d'obtenir les premières franges d'interférence avec deux télescopes en mars 2001 sur le VLTI. **AMBER** (Astronomical Multi BEam combineR) a ensuite été installé sur cet interféromètre [Petrov 00]. Cet instrument est destiné à travailler sur trois voies dans le proche infrarouge et vient d'obtenir ses premières franges sur Sirius le 21 mars 2004. **MIDI** [Perrin 03] l'instrument interférométrique MID-Infrarouge est l'un des trois instruments qui occupent le foyer du VLTI. Cet instrument est optimisé pour travailler à une longueur d'onde de 10 μm et une extension possible à 20 μm est actuellement à l'étude. Il a obtenu ses premières franges sur le VLTI en Décembre 2002 [Przygodda 03].

Actuellement, **GENIE** (Ground based European Nulling Interferometry Experiment) est à l'étude pour être installé sur le VLTI. Il s'agit d'un dispositif de recombinaison de faisceaux à deux voies opérant dans les bandes spectrales K, L et N dont l'objectif est de réaliser une démonstration technologique pour DARWIN puis par la suite d'observer plusieurs centaines d'étoiles candidates à une étude ultérieure avec DARWIN. La mise en service de GENIE est prévue pour 2006 [Fridlund 03, Gondoin 03].

L'Infrared Optical Telescope Array (**IOTA**) est basé sur le Mont Hopkins aux Etats Unis [Carleton 94]. Cet interféromètre est composé de trois télescopes de 45 cm de diamètre et peut atteindre une base maximum de 38 mètres. Il contient trois tables de recombinaison différentes, dont deux réalisent le mélange des flux avec des lames séparatrices, la première dans le domaine visible et la seconde dans le domaine proche infra-rouge. La troisième table de recombinaison est destinée à fonctionner elle aussi dans le domaine infra-rouge et supporte l'instrument FLUOR (Fiber Linked Unit for Optical Recombination) [Coude Du-Forest 92, Coude Du Foresto 98]. L'instrument IOTA a obtenu ses premières franges d'interférence en Décembre 1993 puis à ensuite obtenu d'autres franges en étant combiné avec des dispositifs d'optique guidée et intégrée. Ainsi IOTA obtiendra successivement des résultats interférométriques avec FLUOR puis IONIC [Rousselet-Perraut 99, Rousselet-Perraut 00] un recombineur de faisceaux à 3 voies réalisé en optique intégrée et fonctionnant dans les bandes J et H.

Le Navy Prototype Optical Interferometer (**NPOI**) est situé à l'observatoire de Lowell à Anderson Mesa au sud-est de Flagstaff dans l'Arizona. Cet interféromètre est constitué de six télescopes de 50 cm de diamètre et peut atteindre une base de 250 mètres. Les champs collectés sont acheminés jusqu'à la station de recombinaison dans des tubes sous vide. Des miroirs positionnés sur des translations sont ensuite utilisés comme ligne à retard. Les premières franges d'interférence avec cet instrument ont été obtenues en 1994 et la première clôture de phase a été effectuée en Mars 1996 [Benson 97].

Depuis plusieurs années maintenant, des projets d'interféromètres spatiaux sont à l'étude. La spatialisation de ces dispositifs pourra permettre d'une part de s'affranchir des problèmes de turbulence atmosphérique et d'autre part d'observer des longueurs d'ondes non transmises par l'atmosphère. Je décris de manière non exhaustive quelques projets spatiaux dont le lancement est prévu dans les prochaines décennies.

Darwin est un projet d'interféromètre spatial [Leger 96], permettant d'effectuer des observations dans l'infra-rouge moyen. Cet instrument sera composé de sept modules spatiaux et sera utilisé pour la détection d'exo-planètes par la méthode de "nulling interferometry" [Ollivier 99a, Ollivier 99b]. Six des sept modules seront disposés en géométrie hexagonale et supporteront chacun un télescope de 1,5 mètre de diamètre. Le septième module, positionné au centre de l'hexagone sera utilisé pour recombinaison des flux collectés par les autres modules. DARWIN est destiné à chercher des signes de vie extra-terrestre et d'atmosphère sur des planètes semblables à la terre, étudier la formation des étoiles, des planètes et des galaxies et à étudier les trous noirs.

La mission SMART-2 doit permettre de démontrer la possibilité du vol en formation de modules spatiaux pour être ensuite appliquée au projet Darwin [Wiolders 03]. Cette mission consistera en deux modules spatiaux destinés à simuler un interféromètre et devrait être lancée en Juin 2007.

Le projet de Terrestrial Planet Finder (**TPF**) est étudié dans le cadre des "NASA Space Science Mission" faisant partie des "Origins Program" [Beichman 00]. L'objectif est de réaliser un "Nulling Interferometer" dans l'infra-rouge en réalisant une formation en vol des différents éléments du réseau de télescopes. Cet instrument devrait être constitué de quatre ouvertures de 3,5 mètres de diamètre disposées sur quatre modules spatiaux permettant de réaliser une base de 200 mètres. Les faisceaux collectés par les ouvertures devront être ensuite dirigés vers un cinquième module supportant un dispositif de recombinaison.

La mission **SIM** (Space Interferometry Mission) devrait être lancée en 2009 dans le cadre du NASA's Origins Program. Cet instrument est destiné à réaliser des mesures astrométriques d'angles entre paires d'étoiles avec une précision encore jamais atteinte de l'ordre du micro-arc-seconde (μas) [Marr 03, Laskin 03]. Une structure rigide de 10 mètres de long supporte quatre interféromètres parallèles. Ces interféromètres sont composés chacun de deux télescopes munis de pupilles d'entrées de 35 cm de diamètre. Deux de ces interféromètres serviront de guides en observant des étoiles très lumineuses afin de pointer le troisième interféromètre et d'effectuer l'acquisition des franges d'interférences. Le quatrième interféromètre ne sera pas utilisé et servira à l'acquisition des franges en cas de défaillance du troisième interféromètre.

Instrument	Année de mise en service	Nombre de télescopes	Diamètre des télescopes en mètres	Base en mètres	Bande spectrale d'observation	Type de propagation des faisceaux	Premiers résultats
Dispositifs Terrestres							
CHARA	1999	6	1,00	350	0,45-2,4 μm	Tubes sous vide*	Franges Sept 2001
COAST	1991	5	0,40	67	0,65-1 μm / 1,3-2,2 μm	Libre	Première Image en 1995
GI2T	1985	2	1,52	12-65	0,4-2,5 μm	Libre	
IOTA	1993	3	0,45	38	Visible Bande K,H	Libre*	Franges Dec. 1993
Keck		2	10	85	1,5-2,4 μm , 1,5-5 μm , 10 μm 1,5-5 μm , 10 μm	Libre	Franges en 2000
SUSI	1991	2	0,14	5-640	400-900 nm	Libre	
VLTI	2001	4 principaux 3 auxiliaires	8,2 1,8	128 8-200	1,5-5 μm 10 μm	Libre	
NPOI	1994	6	0,5	250		Tubes sous vide	Franges en 1994
Projets Spatiaux							
DARWIN	2014	6	1,5	25-1000	Infra rouge moyen 7-20 μm	Libre Filtrage spatial	
SIM	2009	2(\times 4)	0,35	10	0,4-1 μm	Libre	
TPF	2012-2015	4	3,5	200	Infrarouge ou Visible	Libre	

TAB. 2.1 – Tableau récapitulatif des différents interféromètres actuellement en service où à l'étude. * indique une recombinaison par l'intermédiaire de dispositifs en optique guidée ou intégrée.

La majorité des interféromètres cités précédemment utilisent des composants d'optique volumique pour réaliser l'acheminement des champs lumineux collectés jusqu'à la station de recombinaison. Pourtant, l'idée de réaliser cette fonction en utilisant des fibres optiques a été proposée dès 1976 par A. Labeyrie [Labeyrie 76] et reprise ensuite par C. Froehly en 1981 [Froehly 82]. L'utilisation de fibres optiques pour accomplir le transport cohérent des flux lumineux jusqu'à la station de mélange va permettre, dans un premier temps une simplification considérable de l'architecture de l'interféromètre et dans un second temps de réaliser un filtrage spatial de l'onde guidée (FLUOR et AMBER). En effet, le front d'onde émis par l'étoile est perturbé par les turbulences atmosphériques et arrive donc déformé sur terre. Ce problème de déformation de front d'onde résultant des perturbations atmosphériques peut être partiellement corrigé par des instruments d'optique adaptative. Cependant, l'injection d'un tel front d'onde dans une fibre optique monomode permet d'obtenir en sortie du guide d'onde un front d'onde non perturbé. Plusieurs équipes de recherche se sont donc investies dans l'étude de l'utilisation de fibres optiques pour réaliser un dispositif de synthèse d'ouverture.

Le premier instrument cité, **FLUOR**, (utilisé dans un premier temps sur IOTA) est un système de recombinaison composé d'une cascade de trois coupleurs monomodes réalisés à partir de fibres optiques en verre fluoré. La méthode des "*boucles de Lefèvre*" est utilisée pour contrôler la polarisation. Cet instrument réalise un filtrage spatial des champs collectés puis procède à la recombinaison coaxiale des deux faisceaux d'un interféromètre stellaire. FLUOR a obtenu des franges d'interférence sur le ciel avec IOTA avant d'être installé sur CHARA, un interféromètre de plus grande taille [Coude du Foresto 03]. La combinaison des instruments FLUOR et CHARA a permis d'obtenir des franges d'interférences, le 18 Aout 2002, sur Alpha de Cassiopé résultant en une précision de la mesure du diamètre de l'étoile de 2 %.

Outre l'instrument FLUOR cité précédemment, le projet OHANA est le parfait exemple de l'intérêt actuel de l'utilisation de fibres optiques pour propager les ondes dans un interféromètre [Mariotti 96, Perrin 00]. Ce projet consiste à relier tous les télescopes du site Mauna Kea à Hawaï dans le but de réaliser un réseau de télescopes pouvant atteindre des résolutions de l'ordre du nanoradian dans le domaine du proche infrarouge. Les liaisons inter-télescopes seront réalisées avec des fibres optiques en silice pour les observations sur les bandes spectrales J et H, et avec des fibres en verre fluoré pour les observations en bande K. Les fibres optiques permettant de réaliser les liaisons pour les bandes J et H sont étudiées actuellement dans notre laboratoire de l'IRCOM par S.Vergnole, L.Delage et F.Reynaud [Vergnole 04]. Les fibres bande K sont réalisées par le verre fluoré et caractérisées par l'observatoire de Meudon. La mise en place des fibres sur le site du Mauna Kea devrait avoir lieu dans le courant de l'année 2005.

D'une manière générale, pour un interféromètre stellaire, l'observation de l'objet se traduit par un phénomène interférométrique dont le contraste et la phase constituent les données de l'observation. En effet, les champs lumineux collectés par les différentes ouvertures du dispositif sont recombinaisonnés afin de connaître leur degré de corrélation. Dans le cas d'une source spatialement incohérente et monochromatique, le théorème de Zernike Van Cittert indique que la visibilité complexe des franges est égale à la transformée de Fourier de la distribution d'intensité de la source. Le déplacement et/ou la reconfiguration des télescopes permet d'échantillonner le spectre des fréquences spatiales de l'objet. Cependant deux sources de pistons (déphasage de l'onde résultant d'une variation de chemin optique) aléatoires viennent perturber la phase de la fonction complexe de visibilité des franges :

- Un premier piston aléatoire résulte des perturbations apportées par l'atmosphère (dans le cas d'un instrument terrestre).

- Un second terme de piston interne au dispositif induit par des perturbations externes (thermiques et acoustiques) ainsi que les vibrations mécaniques du dispositif.

La technique de clôture de phase [Rogstad 68, Greenaway 82, Delage 00a] permet de s'affranchir de ce problème dans la mesure où :

- Les variations aléatoires de piston sont figées pendant le temps d'observation.
- Le contrôle de la différence de chemin optique est réalisé avec une précision meilleure que la longueur de cohérence de la source.

L'utilisation de la technique de clôture de phase nécessite l'utilisation d'un minimum de trois ouvertures. Elle permet, par la combinaison linéaire des phases différentielles associées aux différentes paires de télescopes, d'éliminer le terme de phase introduit par les défauts de piston pour chaque télescope de l'interféromètre.

Cependant, les sources observées possèdent une largeur spectrale importante conduisant à une localisation des franges autour de l'égalité des temps de groupe au sein de l'interféromètre. La plage de différence de marche disponible pour observer les franges est égale à la longueur de cohérence de la source observée compte tenu des conditions expérimentales. Ceci conduit à une contrainte d'égalité des trajets optiques qui va dépendre de la largeur spectrale ou de la résolution spectrale avec laquelle nous observons la source.

L'utilisation d'un spectroscopie à forte résolution va permettre de relâcher les contraintes sur la métrologie d'instruments par une augmentation significative de la longueur de cohérence. Si nous notons R_s la résolution spectrale, celle ci peut être exprimée de la façon suivante :

$$R_s = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (2.1)$$

avec λ représentant la longueur d'onde moyenne d'émission de l'objet observé et $\Delta\lambda$ la largeur de bande de chaque canal spectral sur laquelle l'observation va être réalisée.

La longueur de cohérence L_c pouvant s'écrire de la forme suivante :

$$L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.2)$$

La résolution spectrale et la longueur de cohérence peuvent alors être directement reliée l'une à l'autre :

$$L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \lambda = R_s \lambda \quad (2.3)$$

Le tableau 2.2 montre l'évolution de la longueur de cohérence en fonction de la résolution spectrale pour une longueur d'onde visible de 670 nm qui correspond à la longueur d'onde de travail de notre réalisation expérimentale.

Ces exemples numériques nous montrent que les différences de chemins optiques entre les différents bras de l'interféromètre doivent être contrôlées avec une précision de l'ordre de la dizaine de micromètres même pour une résolution spectrale très faible. Deux solutions sont alors possible pour annuler les différences de temps de groupes :

- Utilisation de lignes à retards dans le cadre d'un projet terrestre comme par exemple :
 - * LAROCA à GI2T [Mourard 98] qui permet de compenser des différences de chemins optiques allant jusqu'à 3 mètres.

	$\lambda = 670 \text{ nm}$	
Résolution spectrale	Longueur de cohérence L_c	Largeur de la bande spectrale $\Delta\lambda$
10	$6,7 \mu\text{m}$	67 nm
100	$67 \mu\text{m}$	6,7 nm
1 000	$670 \mu\text{m}$	0,67 nm
10 000	6,7 mm	0,067 nm

TAB. 2.2 – Evolution de la longueur de cohérence en fonction de la résolution spectrale.

* Le VLTI qui possède des lignes à retards permettant de compenser des différences de chemins optiques allant jusqu'à 120 mètres.

– La mise en plan d'onde des ouvertures dans le cas d'un dispositif spatial.

Outre les autres aspects expérimentaux, dans notre cas de projet spatial, le positionnement des télescopes vis à vis de la source, avec une précision longitudinale de l'ordre d'une dizaine de microns, va ainsi constituer l'objectif principal de ce chapitre.

Notons que le fait de se limiter à une précision de l'ordre de la longueur de cohérence permet de limiter le contrôle de la différence de temps de groupe à quelques micromètres contrairement aux systèmes cophasés tels que PRIMA [Quirrenbach 98, Glindemann 00, Delplancke 03] permettant de corriger la turbulence atmosphérique ou FINITO [Gai 02, Gai 03] implémentés sur le VLTI qui nécessitent un contrôle de la différence de chemin optique avec une précision sub-micronique. Ce mode opératoire est dit "mode cohérencé" par opposition au "mode cophasé". Un cas analogue à ce "mode cophasé" sera traité dans le cas de l'émission dans le chapitre suivant. En effet, dans ce cas nous contrôlerons la phase du dispositif autour d'un point de fonctionnement donné, avec des résolutions importantes (de l'ordre de $\frac{\lambda}{8}$) et non autour de la différence de marche nulle comme cela doit être le cas en mode de cophasage.

L'utilisation du mode cohérencé limite la complexité du système expérimentale mais conduit à la nécessité de faire appel à des techniques de reconstruction d'images par des algorithmes itératifs entre l'espace de l'objet observé et celui de son spectre. Dans ce but, E.Thiebaut de l'observatoire de Lyon a adapté et utilisé la méthode de **Maximum Entropie Algorithm** [Thiebaut 94, Thiebaut 02] et A.Lannes du laboratoire d'astrophysique de Toulouse a lui développé **Self Calibrated Wipe** [Lannes 97a, Lannes 97b]. Ces algorithmes ont été utilisés et validés pour la première fois pour effectuer de la reconstruction d'images à partir des données expérimentales du banc OAST2 [Delage 99, Delage 00b].

2) Les fonctions élémentaires d'un interféromètre fibré

Etant donné que l'utilisation de la fibre optique dans la réalisation de dispositifs de synthèse d'ouverture devient de plus en plus courante et que les caractéristiques des fibres optiques sont étudiées depuis plusieurs années dans notre laboratoire, nous choisissons de réaliser l'étude d'un interféromètre entièrement fibré afin de diminuer les contraintes dues à l'architecture du dispositif. Les différentes fonctions élémentaires d'un tel interféromètre sont représentées sur la figure 2.2.

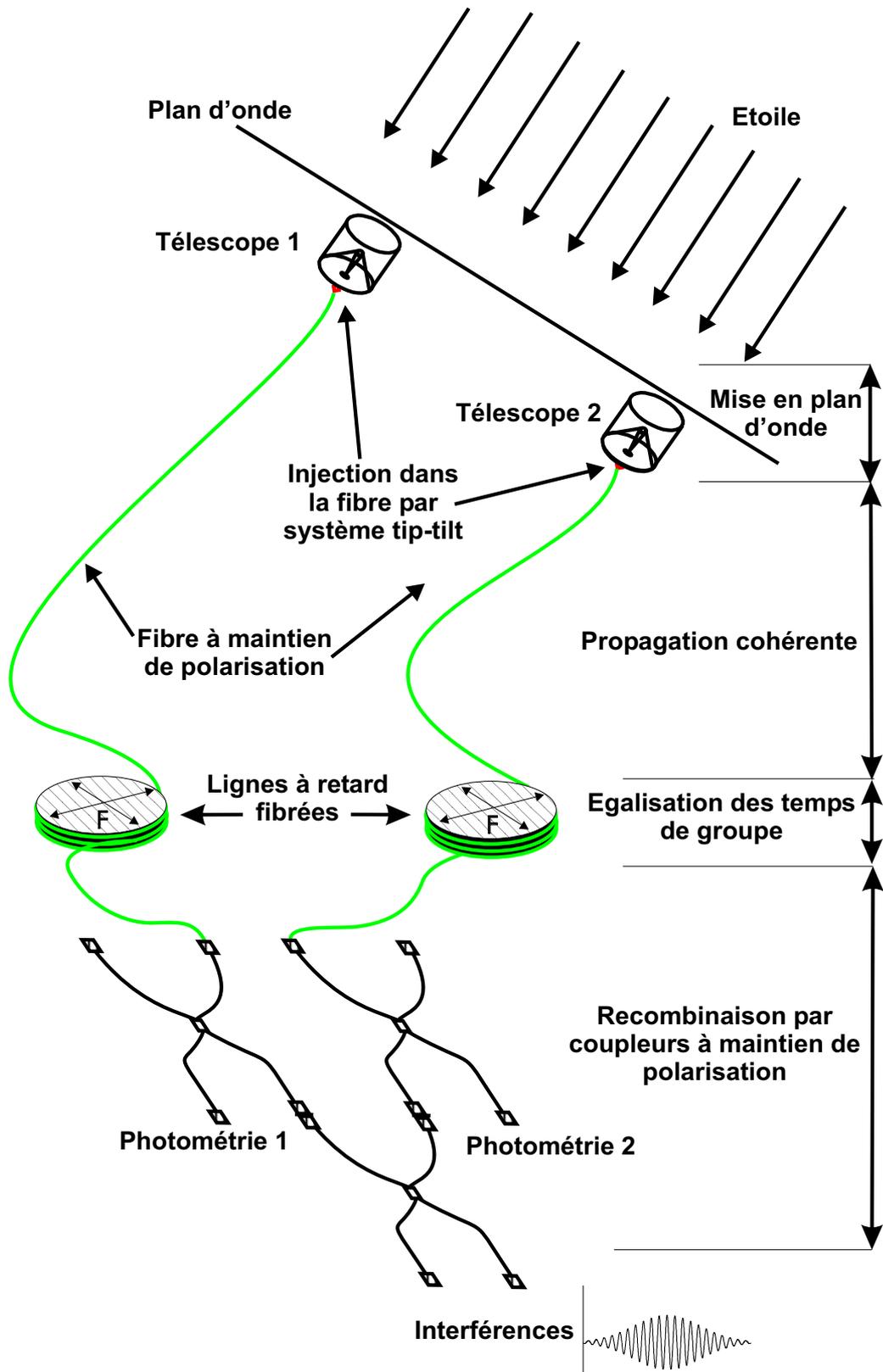


FIG. 2.2 – Schéma d'un interféromètre fibré représentant les différentes fonctions de base.

La première opération va consister à injecter le flux lumineux collecté par chaque télescope dans des fibres optiques. Le diamètre du coeur des fibres étant de l'ordre de quelques micromètres, il est indispensable d'utiliser un dispositif d'asservissement permettant de réaliser l'opération d'injection dans la fibre. Ce système est communément appelé tip-tilt.

Le transport cohérent du flux lumineux jusqu'au recombineur constitue la deuxième fonction. Cette opération est réalisée grâce à l'utilisation de fibres optiques à maintien de polarisation, qui apporte une grande simplicité par rapport à la technique classique d'acheminement des flux lumineux par un train de miroir. L'utilisation de fibres optiques permet aussi de réaliser un filtrage spatial de l'onde transportée. L'instrument AMBER employé sur le VLTI utilise cette propriété des fibres optiques [Mege 00]. L'utilisation de fibres optiques pour le transport des champs lumineux possède cependant des inconvénients :

- La dispersion chromatique différentielle.
- La biréfringence différentielle.
- La sensibilité aux perturbations mécaniques entraînant des variations de chemins optiques non contrôlées entre les différents bras de l'interféromètre.

L'égalisation des temps de transit dans l'interféromètre va constituer la troisième fonction. Cette opération peut être réalisée par l'utilisation de lignes à retards, positionnées après les télescopes et/ou l'asservissement de la position des télescopes dans un plan d'onde donné.

La dernière étape est enfin de réaliser la recombinaison des flux collectés pour obtenir le signal interférométrique. Cette recombinaison peut par exemple être effectuée par l'intermédiaire d'une cascade de coupleurs réalisés en technologie d'optique intégrée ou à partir de fibres optiques classiques.

3) Réponses apportées dans le cadre des études précédentes

a) Les tip-tilts

Dans le cadre d'un interféromètre fibré, le premier point critique à étudier est l'injection du flux lumineux collecté par les différents télescopes dans des fibres optiques unimodales.

Dans le cas d'un instrument terrestre, l'onde émise par l'étoile observée subit en effet des déformations dues aux perturbations atmosphériques. Il en résulte principalement un basculement du front d'onde arrivant sur l'ouverture collectrice conduisant à une injection aléatoire du flux lumineux dans le coeur de la fibre, impliquant une variation aléatoire de la puissance lumineuse en sortie du guide d'onde.

Dans le cas d'un dispositif spatial, l'alignement imparfait des différents télescopes du réseau avec la direction d'émission de l'étoile observée, ainsi que les vibrations internes au dispositif induisent le même problème d'injection que dans le cas d'un interféromètre terrestre.

Il est de ce fait nécessaire d'asservir l'injection du flux lumineux collecté dans les fibres optiques. Ce travail a été réalisé par M.Beugelot lors de son passage au sein de notre équipe de recherche [Beugelot 97]. Un système de guidage, le tip-tilt, permettant l'injection des flux collectés dans une fibre a été mis au point et a obtenu une stabilisation de l'injection malgré l'application de vibrations artificielles allant de 0 à 200 Hz. Ces tip-tilts seront ensuite modifiés du point de vue de la disposition géométrique des éléments optiques par G.Huss lors de son travail de thèse afin de pouvoir adapter ces systèmes de guidage sur l'interféromètre GI2T [Huss 01a]. Cette disposition géométrique a été à nouveau modifiée par mes soins afin de pouvoir adapter ce système de guidage à l'étude expérimentale faisant l'objet de ce chapitre.

b) Etude du transport cohérent du flux lumineux dans les fibres optiques

Durant son travail de thèse, H. Lagorceix a réalisé l'étude du contrôle des effets différentiels de dispersion chromatique et de polarisation lors de la propagation de champs lumineux dans une fibre unimodale, pour ensuite l'appliquer à la mise en place d'une maquette en laboratoire d'un interféromètre fibré à trois voies [Lagorceix 95b, Lagorceix 96, Lagorceix 95a]. Cet instrument, constitué de bras d'une longueur de 25 mètres en fibres à maintien de polarisation, a obtenu des contrastes de franges importants compris entre 80 et 90 %. Cette étude, financée par l'ESA dans le cadre du projet OAST1 [Morançais 95], n'aurait put être finalisée sans l'utilisation de dispositifs d'asservissement étudiés préalablement et permettant la compensation de variation de chemins optiques résultant de perturbations extérieures.

Les caractéristiques interférométriques de fibres optiques ont été testées sous l'action de perturbations externes par P.Connes et F.Reynaud [Connes 88]. Dans ce but, un interféromètre fibré de type Mach Zehnder à été installé sur le radiotélescope de Nançay. L'asservissement a été réalisé sur des fibres de 100 mètres de long avec une précision relative du chemin optique de 20 nm. Un modulateur de chemin optique constitué d'une partie de fibre étirée par une céramique piézoélectrique permettait d'effectuer les corrections nécessaires sur la longueur de la fibre.

Lors de sa thèse, J.J.Alleman a réalisé un dispositif de métrologie proposé par F.Reynaud donnant la possibilité de contrôler la longueur d'un grand nombre de fibres [Alleman 95, Alleman 96]. Ce procédé compare la longueur d'une fibre optique de référence avec la longueur des deux fibres constituant l'interféromètre étudié par une méthode interférométrique. Cette étude a permis de stabiliser la longueur optique de deux fibres de 20 mètres de long avec une précision de 20 nm et un temps de réponse de 0,1 ms. Ce travail a été poursuivi par H.Lagorceix dans le cadre de sa thèse pour une étude financée par l'ESA qui été le projet OAST1.

c) Contrôle du chemin optique

L'obtention de franges d'interférences en sortie du dispositif interférométrique nécessite l'égalisation des temps de groupe. La première méthode à être utilisée pour contrôler les différences de chemins optiques existantes entre les différents bras d'un interféromètre est la mise en place de lignes à retards dans l'air.

En 1980, Jackson profite des propriétés élastiques des fibres pour réaliser une ligne à retard fibrée de faible course constituée d'un tronçon de fibre optique enroulé autour d'une céramique piézoélectrique commandée en tension [Jackson 80a, Jackson 80b]. L'application d'une tension sur la céramique implique une déformation de celle-ci et par conséquent un étirement de la fibre enroulée autour. Cette méthode peut aussi être utilisée pour moduler et contrôler de courtes variations de chemins optiques. Les lignes à retards ainsi réalisées permettaient la génération de différences de chemins optiques de quelques millimètres.

C'est dans ce contexte que F.Reynaud et L.Delage décident d'étudier la possibilité de générer des différences de marche plus importantes en utilisant les propriétés élastiques des fibres. L'étirement d'une fibre de 25 mètres a permis d'obtenir une course de 68 mm tout en minimisant les pertes induites qui restent non mesurées et inférieures à 1 %.

Suivant cette démarche les résultats les plus significatifs seront obtenus par L.M.Simohamed lors de son travail de thèse au sein de l'IRCOM [Simohamed 99a]. Dans un premier temps, il réussit à obtenir un retard en chemin d'air équivalent de 318 mm, en tirant sur une fibre monomode en silice de 20 mètres de long [Simohamed 96]. Les pertes induites par l'étirement restaient inférieures à 1% et le contraste des franges d'interférences obtenues variait entre 40 et 60 %. Le problème majeur de cette étude résidait dans le dispositif d'étirement de la fibre. En effet, celui-ci n'a pas permis de profiter complètement de l'élasticité des fibres.

Une nouvelle configuration permettant de répartir uniformément les contraintes sur la totalité de la fibre est alors étudiée. La fibre optique est enroulée autour d'une couronne de caoutchouc. L'expansion radiale de la couronne induit un étirement uniforme de la fibre. Cette méthode appliquée à l'étirement de fibres monomodes de 100 mètres de long a permis d'obtenir des retards équivalents en chemin d'air légèrement supérieurs à deux mètres. Les pertes induites mesurées restaient inférieures à 1 %, cependant les contrastes obtenus étaient très nettement dégradés (contrastés variant entre 10 et 25 %) du fait du non contrôle de la polarisation et de la dispersion chromatique [Simohamed 97]. L'étude s'est donc naturellement poursuivie par l'utilisation de fibres hautement biréfringentes (HB). L'étirement d'une fibre (HB) de 20 mètres de long a permis d'obtenir un retard équivalent en chemin d'air de 45 cm avec des pertes induites toujours inférieures à 1 % mais avec des contrastes bien plus élevés puisqu'ils variaient entre 70 et 96 % [Simohamed 99b]. Les variations de contrastes constatées provenaient des effets de dispersion chromatique différentielle variable. Cette dispersion chromatique est fonction de l'étirement de la fibre et elle est donc par conséquent étalonnable. Une nouvelle version motorisée de ligne à retard existe actuellement dans notre laboratoire.

d) Recombinaison des champs

Dans un premier temps, les interféromètres utilisaient des composants d'optique classiques pour réaliser la recombinaison des champs. Par la suite, l'utilisation de l'optique guidée et intégrée pour recombinaison des ondes optiques a été étudiée par plusieurs équipes. Un interféromètre effectuant la recombinaison par l'intermédiaire de coupleurs à fibres optiques monomodes a été réalisé en laboratoire par Shaklan en 1990 [Shaklan 90]. Par la suite l'instrument FLUOR, cité dans la partie précédente, a permis d'obtenir les premières franges d'interférences sur le ciel, avec un dispositif à fibre optique en verre fluoré sur l'interféromètre IOTA. L'instrument VINCI actuellement en cours d'utilisation au VLTI a permis d'obtenir les premières franges de l'interféromètre avec deux télescopes [Kervella 00]. L'instrument IONIC (Integrated Optics Near Infrared Camera), utilisant un recombineur à deux voies en optique intégrée, a lui aussi obtenu ses premières franges sur l'interféromètre IOTA. Cet instrument a été développé par les équipes du LETI et de l'IMEP de Grenoble puis utilisé par l'équipe du LAOG.

Une étude de la recombinaison des flux lumineux par des composants d'optique guidée et intégrée a été réalisée par G.Huss à l'IRCOM durant ses travaux de thèse [Huss 01a, Huss 01c, Huss 00]. Une première expérimentation a consisté à réaliser un interféromètre à deux voies avec deux dispositifs de recombinaison différents. Dans un premier temps, la recombinaison a été réalisée au moyen d'une cascade de trois coupleurs à maintien de polarisation. Par cette méthode, des contrastes stables compris entre 40 et 90 % ont été obtenus sur une plage de correction de ± 32 cm sur les lignes à retards. La cascade de coupleurs a ensuite été remplacée par un composant d'optique planaire de l'IMEP, permettant d'obtenir là encore des contrastes stables variant de 50 à 90 % sur une plage de correction de ± 14 cm. Les variations de contraste

obtenues étaient prévisibles compte tenu de l'étirement des fibres qui engendre des effets de dispersion chromatique différentielle variables.

Un interféromètre à trois voies a ensuite été mis en place, afin de tester les capacités à mettre en œuvre la technique de clôture de phase, en utilisant un dispositif constitué d'une cascade de huit coupleurs à maintien de polarisation ou un composant d'optique intégrée. L'obtention de contraste maximum de l'ordre de 85 % et l'étude de l'influence de la dispersion chromatique variable sur la mesure de la clôture de phase ont constitué les principaux résultats de cette expérience [Huss 01b].

e) Un nouvel élément à étudier : la mise en plan d'onde des ouvertures

Dans cette étude, je propose de réaliser l'étude d'un interféromètre fibré dans le cadre d'un instrument spatial. Comme nous l'avons vu précédemment le fonctionnement d'un tel dispositif nécessite de contrôler la différence de chemins optiques entre les différents bras de l'interféromètre avec une précision meilleure que la longueur de cohérence de l'onde lumineuse émise par l'étoile observée.

Les études précédentes associées à la mise en place d'une ligne à retard dans l'air de grande course permettent de réaliser des instruments terrestres. Cependant, dans l'hypothèse de l'utilisation de "free-flyers" permettant de réaliser un vol en formation des différents modules constituant un interféromètre spatial, la solution de mise en plan d'onde des différentes ouvertures du dispositif apparaît être une méthode bien appropriée pour réaliser le contrôle de la différence de marche entre les différents bras de l'interféromètre. Les lignes à retard fibrées seront utilisées dans ce cas pour compenser des différences de chemins optiques, stables et étalonnées, internes au dispositif. Jusqu'à ce jour aucun dispositif permettant un contrôle des différences de chemins optiques dans un interféromètre n'a été réalisé par cette méthode.

François Reynaud propose en 1994 un dispositif de métrologie basé sur une méthode interférométrique permettant de réaliser cette mise en plan d'onde des différentes ouvertures d'un réseau de télescopes [Reynaud 94]. Le principe de cette méthode est de générer par une méthode interférométrique un plan de référence, perpendiculaire à la direction d'émission de l'onde émise par l'étoile observée, dans lequel les ouvertures seront positionnées.

L'objectif de mon travail est de réaliser un interféromètre fibré à deux ouvertures dans le cadre d'un projet spatial en utilisant cette méthode pour contrôler les chemins optiques sur les différents bras de l'interféromètre.

Prenons l'hypothèse d'un dispositif de synthèse d'ouverture dans l'espace constitué de deux télescopes, espacés de 100 mètres l'un de l'autre, observant une même étoile. Prenons aussi l'hypothèse d'une observation réalisée avec une résolution spectrale permettant de définir une longueur de cohérence de $100 \mu m$. Dans le cas des deux hypothèses précédemment citées, l'utilisation de la méthode de mise en plan d'onde des ouvertures nécessite un asservissement de la position des télescopes avec une précision meilleure que $\pm 50 \mu m$. Ceci correspond à une précision angulaire d'environ $\pm 1 \mu rad$. Dans le cas d'un changement de l'angle d'observation de l'étoile d'un degré soit $17 mrad$, la différence de chemin optique à compenser serait alors de l'ordre de 1,75 mètres.

Compte tenu des contraintes requises sur la résolution de l'asservissement de la position des différentes ouvertures de l'interféromètre, l'utilisation d'une méthode interférométrique s'avère être la seule possibilité envisageable.

Le dispositif expérimental que nous allons mettre en place étant beaucoup plus compact que celui cité dans l'exemple ci-dessus (base d'une longueur de 2,50 mètres), les différences de marches à compenser seront beaucoup moins importantes (de l'ordre de quelques millimètres) mais son principe sera complètement extrapolable à un dispositif de plus grande dimension.

4) Présentation générale de cette étude et mise en place du dispositif expérimental

Dans le cadre de cette étude expérimentale, l'objectif que nous nous fixons n'est pas de réaliser une image mais d'obtenir en sortie de l'interféromètre des franges d'interférences de contraste élevé de manière permanente. Il est par conséquent nécessaire de maîtriser précisément les différences de chemins optiques entre les différents bras de l'interféromètre. Ceci implique de pouvoir contrôler en temps réel un changement de direction d'émission de la source afin de repositionner les différentes ouvertures du dispositif correctement dans le bon plan d'onde. Le montage expérimental sera composé de deux ouvertures éloignées de 2,5 mètres et sera totalement fibré des télescopes jusqu'à la sortie du système de recombinaison. La source utilisée sera ponctuelle avec une faible longueur de cohérence et une polarisation rectiligne.

La réalisation expérimentale d'un tel interféromètre en laboratoire nécessite donc la mise en place d'un certain nombre de modules réalisant chacun une fonction nécessaire au bon fonctionnement du dispositif complet (figure 2.3). Les différentes fonctions à réaliser sont les suivantes :

- Le dispositif expérimental étant monté en laboratoire, il est impossible d'utiliser la lumière émise par une étoile comme source lumineuse pour faire fonctionner le dispositif. La première fonction à réaliser sera donc la simulation de l'objet à observer (fonction **1**). L'objet simulé devra être réalisé de façon à ce que sa direction d'émission puisse être contrôlée et modifiée. De plus, le front d'onde qu'il va émettre devra être semblable à celui émis par une étoile pour un observateur placé à grande distance ; l'onde émise devra donc être plane et la source non résolue.
- Il est nécessaire d'utiliser un dispositif de pointage afin de viser l'objet à observer (fonction **2**). Il permet de caractériser la direction d'émission de l'objet.
- Un système interférométrique, associé au dispositif de pointage, sera lui aussi indispensable afin de servir de référence pour le positionnement des ouvertures (fonction **3**). Il va permettre de générer un plan d'onde de référence qui sera perpendiculaire à la direction d'émission de l'objet observé. C'est par rapport à ce plan d'onde que la position des différentes ouvertures du dispositif va être asservie.
- Il faut ensuite un système d'asservissement permettant de placer les ouvertures dans le plan de référence puis d'asservir leurs positions autour de ce même plan (fonction **4**).
- La mise en place d'un dispositif collecteur permet dans un premier temps de récolter l'onde lumineuse émise par l'objet (fonction **5**). L'onde une fois collectée est ensuite injectée dans une fibre optique afin d'être acheminée jusqu'au dispositif de recombinaison. L'injection du flux lumineux dans la fibre optique est contrôlée par un dispositif appelé "tip-tilt", permettant de corriger l'inclinaison du front d'onde incident pour optimiser l'injection de la lumière dans la fibre optique (fonction **6**).

- La réalisation d'un dispositif permettant de compenser les différences de chemins optiques internes entre les différents bras de l'interféromètre est nécessaire (fonction 7). Ce dispositif va permettre d'égaliser les chemins optiques entre les différents bras de l'interféromètre dans le but d'atteindre une différence de marche inférieure à la longueur de cohérence de la source.
- La recombinaison interférométrique des flux collectés constitue la dernière fonction à réaliser (fonction 8). Ce dispositif permet d'obtenir les franges d'interférences résultant de la recombinaison des ondes optiques collectées par les différentes ouvertures de l'interféromètre.

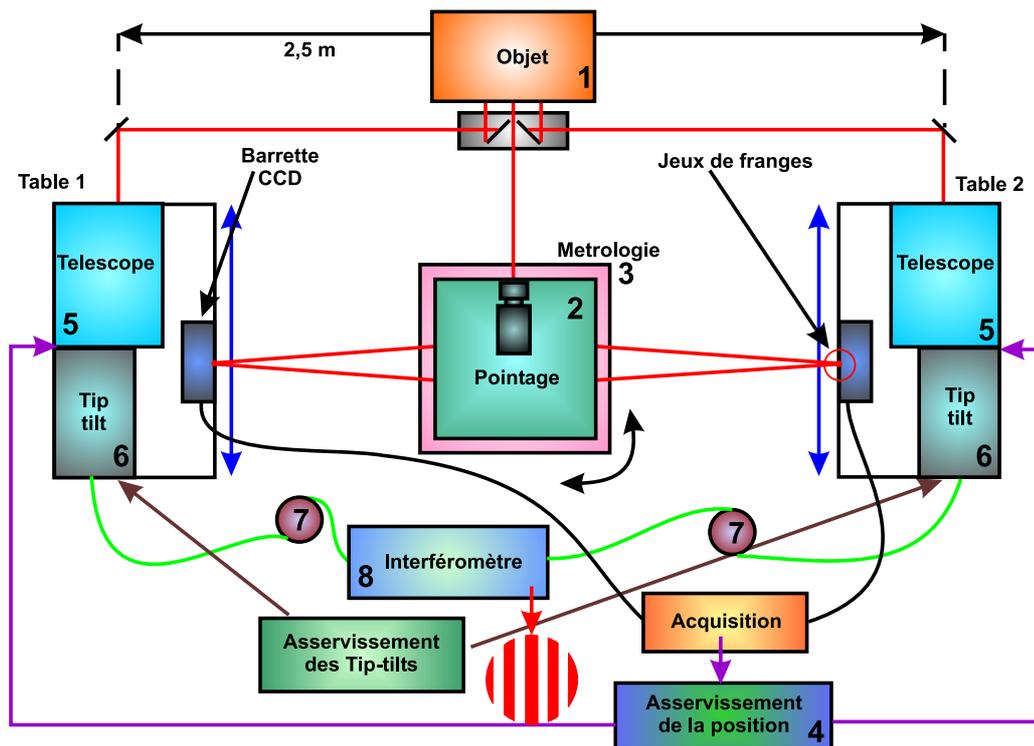


FIG. 2.3 – Schéma des différentes fonctions à réaliser

II Le dispositif expérimental

1) Le simulateur d'étoile

Comme nous l'avons vu précédemment, la simulation de l'objet observé est la première fonction à réaliser dans le cadre de la mise en place de notre dispositif expérimental. L'ensemble du dispositif permettant de générer le front d'onde incident sur l'interféromètre est représenté sur la figure 2.4.

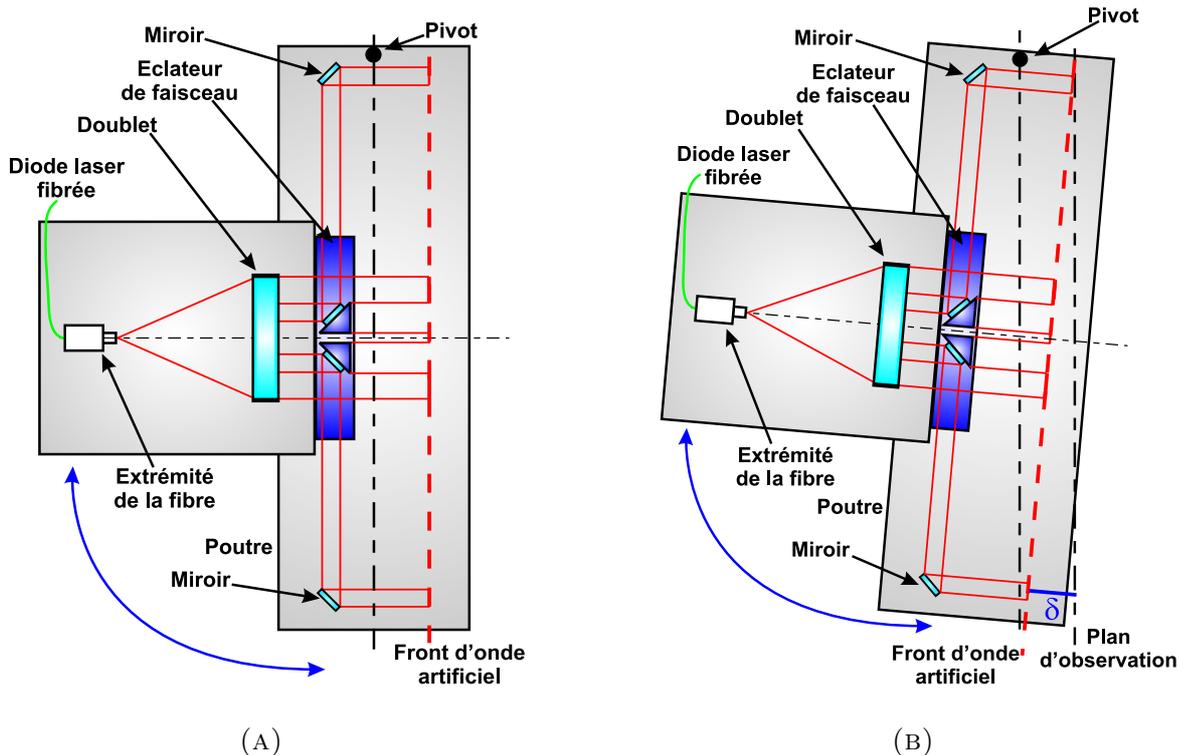


FIG. 2.4 – Schéma du dispositif permettant de simuler le front d'onde de l'étoile observée sans rotation du dispositif 2.4(a) et après rotation du dispositif 2.4(b)

Afin de simuler un objet ponctuel, nous utilisons une diode laser fibrée, polarisée rectilignement suivant une direction verticale, émettant à une longueur d'onde moyenne de 670 nm, alimentée sous le seuil afin d'obtenir une faible longueur de cohérence de l'ordre d'une quarantaine de micromètres. L'utilisation d'une source polarisée rectilignement permet de limiter par la suite les effets de biréfringence dans les fibres. De plus, l'utilisation d'une fibre monomode pour acheminer le flux émis par la diode laser permet d'obtenir une visibilité spatiale de l'objet simulé de 100% quelque soit la base du dispositif utilisé pour réaliser l'observation. L'extrémité fibrée de la diode laser est fixée sur deux translations piézoélectriques Melles-Griot, la première permet une translation verticale et la seconde une translation horizontale de l'extrémité de la fibre. Chaque translation a une course manuelle de 2 mm associée à une course résultant de la déformation de la céramique de $25 \mu\text{m}$ avec une résolution de déplacement 50 nm. Les deux translations sont commandées par une alimentation en tension qui permet de contrôler la déformation des céramiques piézoélectriques et donc de réaliser le déplacement de l'extrémité

de la fibre. La fixation de l'extrémité de la fibre sur deux translations piézoélectriques permet d'une part un positionnement précis de celle-ci au foyer du doublet, et d'autre part de générer des perturbations pouvant être utilisées pour tester certaines fonctionnalités du dispositif notamment la réactivité des dispositifs tip-tilt.

L'ensemble du dispositif de translation de l'extrémité de la fibre est fixé de façon à ce que celle-ci se trouve positionnée dans le plan focal d'un doublet de 300 mm de longueur focale est de 72 mm de diamètre figure 2.5. Nous obtenons ainsi en sortie du doublet un faisceau de rayons parallèles.

Un éclateur de faisceau (figure 2.6(a)), est positionné en sortie du doublet. L'éclateur de faisceau est composé de deux miroirs collés à 45 degrés par rapport à la direction du faisceau incident provenant de la source ponctuelle. Les miroirs sont espacés centre à centre de 25 mm et ont chacun un diamètre de 20 mm. Ce dispositif permet l'obtention de deux sous-faisceaux perpendiculaires à la direction du faisceau principal obtenu en sortie du doublet, et d'un troisième sous faisceau de direction parallèle à celle du faisceau principal(figure 2.6(b)) qui sera simplement utilisé pour déterminer la direction d'émission de la source.

Les deux sous-faisceaux sont ensuite réfléchis vers les modules collecteurs par deux miroirs disposés sur une poutre solidaire de l'éclateur de faisceaux et du dispositif d'émission du faisceau lumineux. Nous obtenons ainsi un plan d'onde artificiel assimilable à celui émis par une étoile à une très longue distance.

Un changement de l'angle d'observation de l'étoile va provoquer une inclinaison du front d'onde incident sur les ouvertures du dispositif. Afin de simuler ce phénomène, l'ensemble du simulateur d'étoile peut subir une rotation. Dans ce but, une des extrémités de la poutre est positionnée sur un pivot fixe alors que la seconde repose sur une fine couche de Téflon. Une translation de la seconde extrémité de cette poutre provoque une rotation de la poutre, et donc un changement de la direction d'émission de l'étoile ce qui se concrétise par une inclinaison du front d'onde obtenu (figure 2.4(b)). Il apparaît ainsi une différence de marche entre le front d'onde émis par l'étoile et le plan de l'observateur qu'il va falloir compenser afin d'obtenir des franges d'interférences en sortie de l'interféromètre. Ce dispositif permet de faire varier la direction d'émission de la source d'un angle total de 2,23 mrad avec une résolution de $4,5\mu rad$.

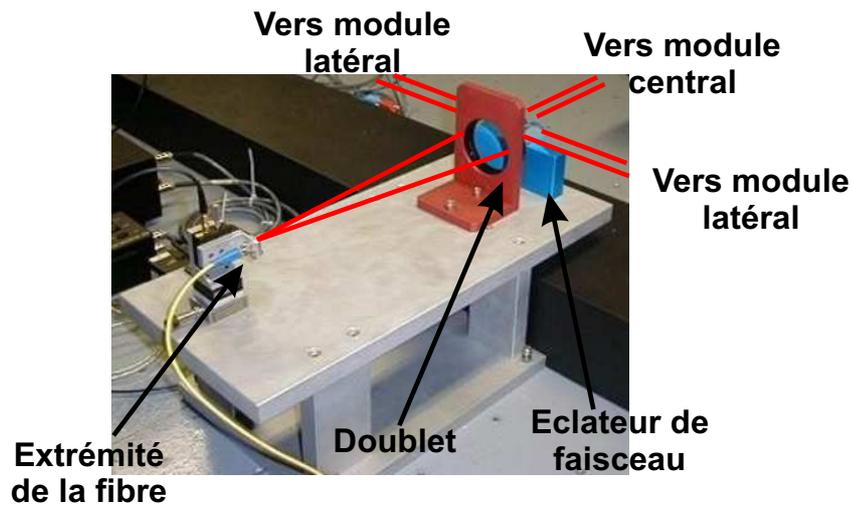


FIG. 2.5 – Photo du dispositif d'émission de l'onde lumineuse

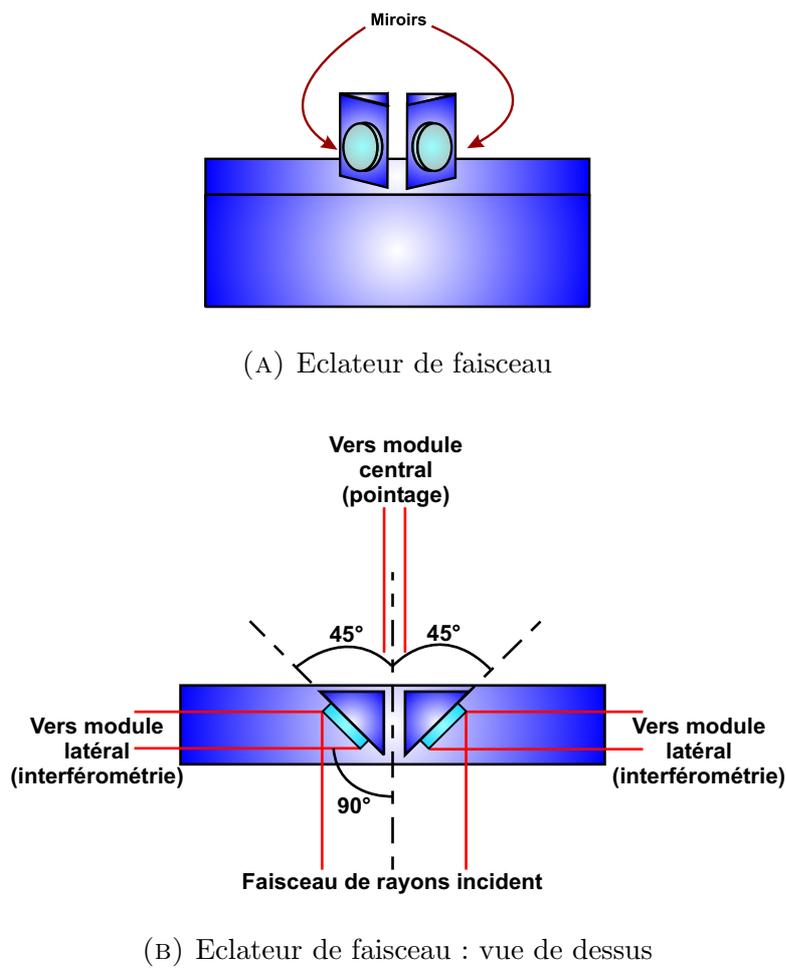


FIG. 2.6 – Schémas de l'éclateur de faisceaux

2) Réseau de deux télescopes

Le réseau de télescopes est composé de trois modules. Un module central est destiné au pointage de l'objet et à la matérialisation du plan de référence.

Les deux autres modules, identiques, sont disposés de part et d'autre du module central. Ils sont composés :

- D'un dispositif permettant de collecter l'onde lumineuse émise par l'objet.
- D'un dispositif permettant d'injecter ce flux dans une fibre optique.
- D'un dispositif permettant de positionner l'ouverture qu'il supporte dans le plan d'onde de la source.

a) Module central

Le module central supporte deux dispositifs. Le premier procède au pointage de l'objet observé, alors que le second permet de matérialiser un plan d'onde de référence autour duquel la position des deux ouvertures va être asservie. L'ensemble du module central est posé sur un plateau tournant ce qui autorise une rotation de celui-ci.

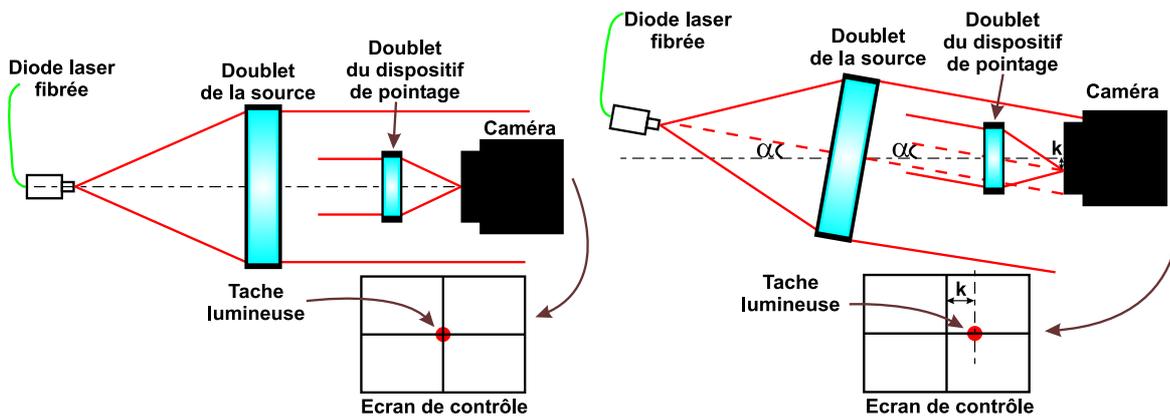
a).1 Le dispositif de pointage Il s'agit du premier des deux dispositifs. Il observe la partie centrale du faisceau émis par le doublet du simulateur d'étoile. Ce dispositif va permettre d'imager le faisceau observé sur une caméra. Ce système imageur est composé d'un doublet de 15 mm de diamètre et 50 mm de longueur focale, d'un objectif de microscope Melles-Griot $\times 40$ et d'une caméra CCD Pulnix.

L'acquisition vidéo du point lumineux est réalisée sur un ordinateur à l'aide d'une carte d'acquisition vidéo National Instrument PCI 1407. La visualisation du point lumineux est effectuée grâce à un programme réalisé avec le logiciel LabVIEW. Ce programme calcule les coordonnées du centre de gravité de l'image de la source en nombre de pixels de la caméra. Toute inclinaison de l'onde lumineuse émise par l'objet se traduit par un déplacement latéral du spot sur la caméra. Pour repositionner le spot au centre d'un repère arbitraire pris au milieu de la matrice de la caméra, il suffit alors d'effectuer la rotation adéquate du module à l'aide du plateau tournant. Le principe du pointage est représenté sur la figure 2.7.

a).2 Génération du plan d'onde de référence Le second dispositif permet de matérialiser un plan d'onde de référence par une méthode interférométrique dont la direction est perpendiculaire à la direction d'émission de l'objet observé. La matérialisation du plan de référence se fait par la localisation des franges d'interférences générées par le module central.

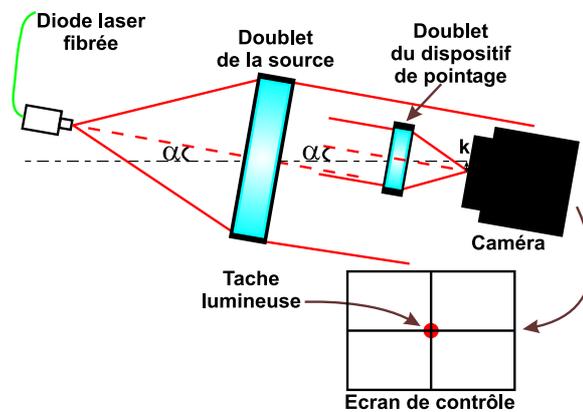
L'objectif de ce dispositif est donc de générer deux systèmes de franges d'interférences (un système de franges par ouverture à positionner) à partir d'une unique source lumineuse possédant une large bande spectrale d'émission. Le plan d'onde de référence sera ensuite défini comme le plan contenant la frange achromatique de chacun des deux jeux de franges générés. L'objectif du dispositif d'asservissement va donc être de déterminer la position de la frange achromatique.

La source utilisée est une diode laser fibrée émettant à une longueur d'onde moyenne de 670 nm, alimentée sous le seuil afin d'avoir une bande spectrale d'une dizaine de nanomètres, résultant en une longueur de cohérence de la source de l'ordre d'une quarantaine de microns. L'extrémité fibrée de la diode laser est fixée dans le plan focal d'un objectif de microscope, ce qui permet d'obtenir un faisceau de rayons parallèles.



(A) Direction d'émission de l'étoile alignée avec le dispositif de pointage \Rightarrow tache au centre de la caméra

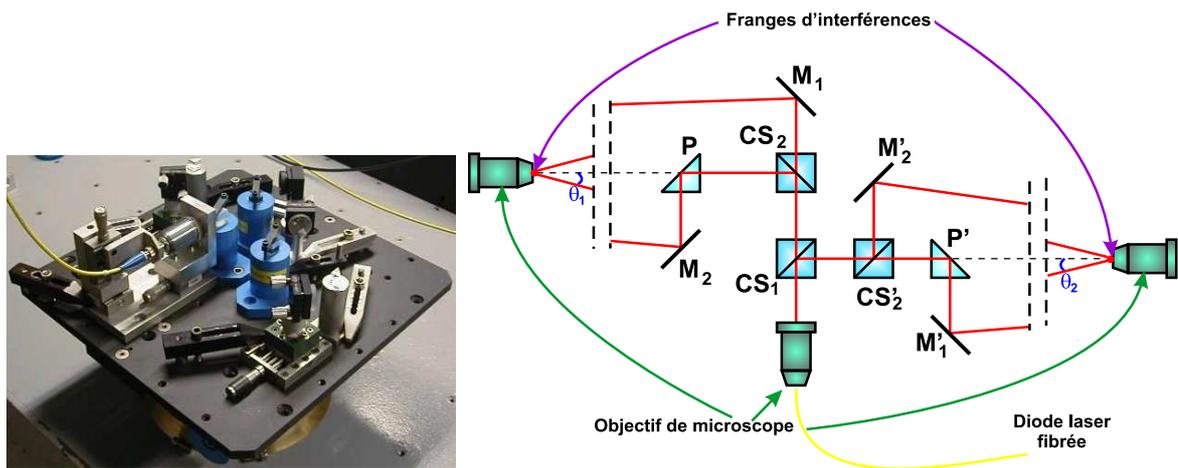
(B) Inclinaison de la direction d'émission de l'étoile \Rightarrow translation latérale de la tache



(c) La rotation du module de pointage permet de ramener la tache au centre de la caméra

FIG. 2.7 – Etapes du processus pointage de l'objet

Le principe du dispositif permettant la génération du plan de référence est montré sur les figures 2.8(a) et 2.8(b). Le traitement optique étant similaire pour l'obtention des deux jeux de franges, nous nous contenterons dans les explications suivantes du cas de la formation d'un seul de ces deux systèmes de franges. Le faisceau émis par la diode laser est séparé en deux nouveaux faisceaux par le cube séparateur CS_1 . A partir de ce point, nous nous intéressons au faisceau transmis vers le cube séparateur CS_2 . Ce faisceau est séparé en deux sous faisceaux par le cube séparateur CS_2 . Le premier des deux sous faisceaux obtenus est transmis par le cube séparateur vers le miroir M_2 afin d'être réfléchi vers l'objectif de microscope. Le second sous faisceau est réfléchi à 90° vers le prisme de réflexion P . Ce prisme de réflexion réfléchit le sous faisceau vers le miroir M_1 qui lui réfléchit le sous faisceau vers l'objectif de microscope. Nous obtenons donc sur l'objectif de microscope la superposition de deux faisceaux collimatés faisant entre eux un angle de 2θ . Il en résulte un jeu de franges spatiales dont l'interfrange i est donné par la formule de l'équation 2.5. La position de la frange achromatique est ensuite repérée par des détecteurs linéaires. Une référence arbitraire sera prise sur la matrice de chaque détecteur afin que le système d'asservissement puisse positionner les ouvertures correctement par rapport à la position de cette frange achromatique.



(A) Photo du dispositif de génération du plan de référence

(B) Schéma du dispositif de génération du plan de référence

FIG. 2.8 – Dispositif de génération du plan de référence

$$i = \frac{\lambda}{2\sin\theta} \quad (2.4)$$

soit en faisant l'approximation d'un angle θ très petit :

$$i \simeq \frac{\lambda}{2\theta} \quad (2.5)$$

Dans le cas de notre dispositif présenté sur la figure 2.8(b), nous remarquons que les deux jeux de franges ne sont pas générés de façon symétrique par rapport à l'axe représentant la direction d'observation de l'objet. Dans cette situation, le plan défini par la frange achromatique

de chacun des deux jeux de franges n'est pas perpendiculaire à la direction d'observation de l'objet et par conséquent il n'est pas non plus parallèle au front d'onde incident émis par la source observée. Ce dispositif permet cependant de générer deux plans de référence parallèles entre eux et parallèle au front d'onde émis par l'objet. Pour chaque jeu de franges, le plan de référence défini sera le plan passant par la frange achromatique et qui est perpendiculaire à la direction d'observation de l'objet. Les deux plans de références ainsi générés sont donc décalés d'une distance d produisant une différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre qui sera compensée par les lignes à retard lors de la mise en fonctionnement du dispositif.

b) Modules de positionnement des ouvertures

Le module de positionnement de l'ouverture est en premier lieu constitué d'une table déformable. Cette table déformable est formée de deux grands plateaux horizontaux et de deux panneaux latéraux Figure 2.9. Le plateau supérieur de la table peut subir une translation par inclinaison des panneaux verticaux, alors que le plateau inférieur va lui rester immobile.

Différents éléments sont disposés sur le plateau supérieur de la table déformable. Un premier élément permet de collecter le flux lumineux de l'objet observé et un second permet l'acquisition du système de franges matérialisant le plan d'onde de référence. Un dernier module permet la motorisation du plateau supérieur.

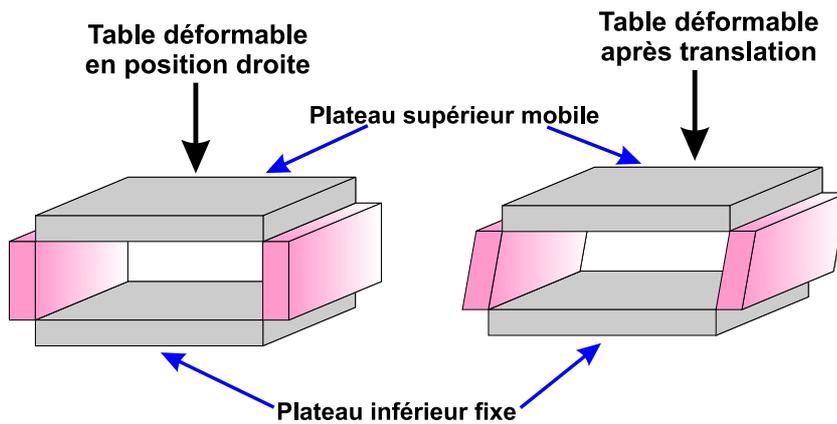


FIG. 2.9 – Schéma d'une table déformable

b).1 Dispositif collecteur de flux lumineux Ce dispositif va servir comme son nom l'indique à collecter la lumière provenant de l'objet observé, mais aussi à injecter le flux lumineux ainsi collecté dans le cœur de la fibre optique. Le flux lumineux collecté pourra donc ensuite être acheminé jusqu'à la station de recombinaison par l'intermédiaire de ces mêmes fibres optiques. L'injection de l'onde collectée dans la fibre optique est le point le plus délicat de cette étape. Un jeu de miroirs de réflexion va permettre d'acheminer le flux collecté vers le dispositif d'injection du flux lumineux dans la fibre.

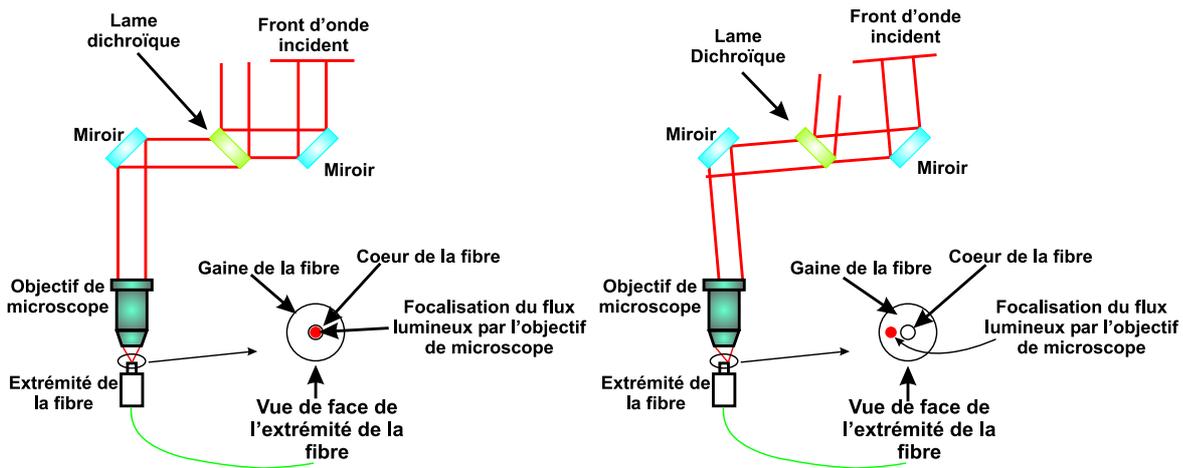
Se pose alors le problème de la correction d'une inclinaison aléatoire du front d'onde incident qui conduirait à un décalage de la focalisation de l'objectif de microscope. Ce décalage angulaire se traduit dans le plan focal de l'objectif de microscope par un déplacement latéral

dû au fait que la focalisation de l'objectif de microscope ne se fait plus sur le coeur de la fibre mais à coté (figures 2.10(a) et 2.10(b)).

Il est donc nécessaire d'utiliser un dispositif capable de corriger en temps réel toute inclinaison du front d'onde incident afin de garder en permanence le flux lumineux injecté dans la fibre optique. Ce dispositif appelé tip-tilt est décrit dans le paragraphe suivant.

b).2 Asservissement de l'injection des faisceaux : le tip-tilt Le schéma de la table déformable avec les différents éléments servant à la collecte du flux lumineux est représenté sur la figure 2.11. Le faisceau incident est réfléchi par le miroir tip-tilt vers une lame dichroïque inclinée à 45° . Le miroir tip-tilt est un miroir positionné sur un ensemble de lames piézoélectriques possédant deux axes de basculement selon deux directions orthogonales que nous appellerons X et Y.

La lame dichroïque transmet une partie du faisceau vers un miroir qui lui même réfléchit ce faisceau vers le dispositif d'injection dans la fibre optique. Une autre partie du faisceau est réfléchi par la lame dichroïque vers un détecteur de position comportant quatre cadrants.



(A) Injection du flux dans la fibre. L'injection est optimisée, l'objectif de microscope focalise le faisceau sur le coeur de la fibre

(B) L'inclinaison du front d'onde provoque un déplacement du spot en dehors du coeur de la fibre. Il n'y a plus dans ce cas d'injection de lumière dans la fibre

FIG. 2.10 – Principe de l'injection du flux lumineux dans une fibre optique. Cas d'une injection optimisée 2.10(a) et d'une injection non optimisée 2.10(b)

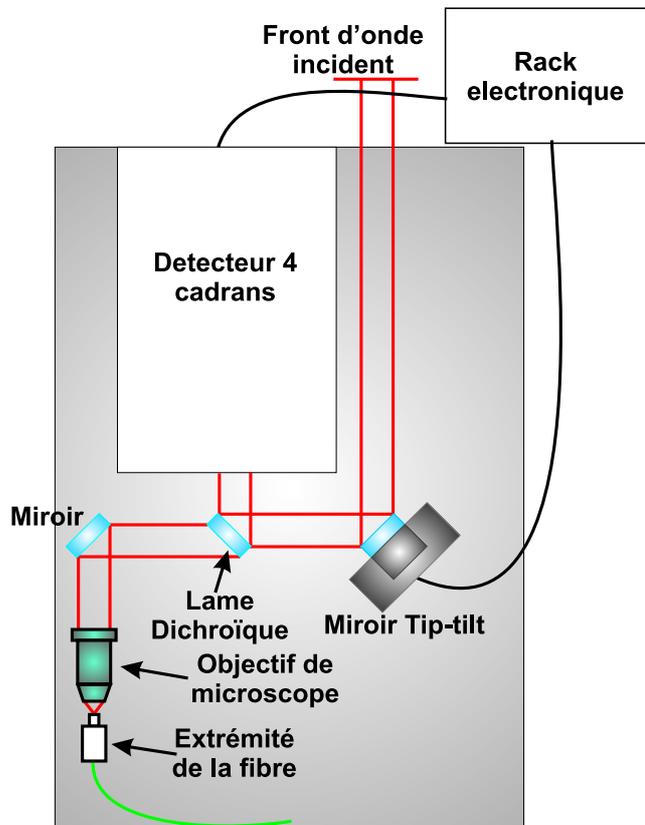


FIG. 2.11 – Disposition du tip-tilt et du dispositif d'injection sur le plateau supérieur de la table déformable

Principe de fonctionnement du tip-tilt

La partie du faisceau envoyée vers le détecteur quatre cadrants est en premier lieu focalisée par un objectif de microscope $\times 4$ sur un jeu de deux prismes en toit permettant d'éclater le faisceau en quatre parties (figure 2.12(b)). Une première lentille de 37 mm de diamètre est utilisée comme condenseur (figure 2.12(a)). Sur une plaque de verre de 2 mm d'épaisseur placée à 20 mm du condenseur sont placées quatre petites lentilles de 18 mm de diamètre chacune et de 30 mm de longueur focale, permettant de focaliser la lumière sur les quatre cadrants d'un photomultiplicateur.

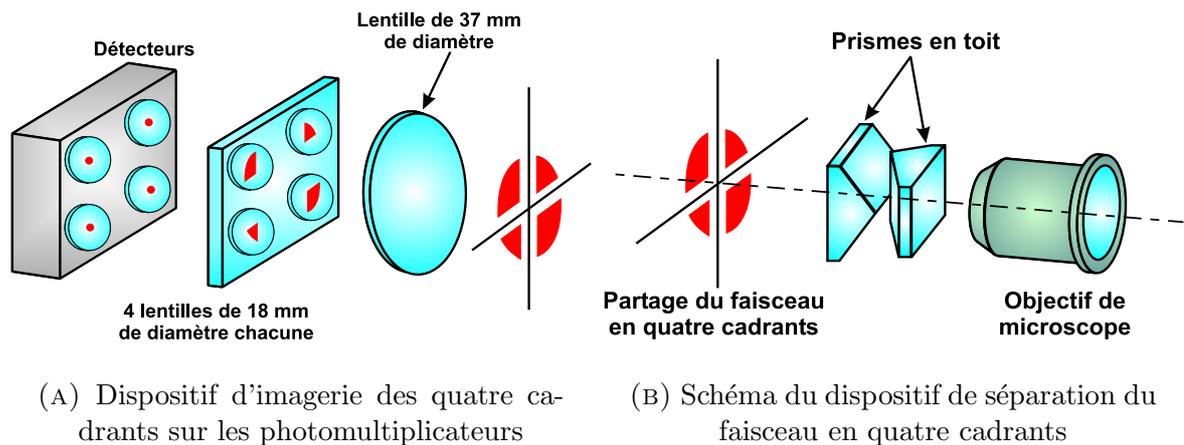


FIG. 2.12 – Schémas de la partie optique du tip-tilt.

Les signaux provenant des photomultiplicateurs vont ensuite être traités par une carte analogique de calcul d'erreur dans le but de générer deux signaux d'erreur X_{err} et Y_{err} résultant respectivement d'un décalage haut-bas et droite gauche du faisceau. Les signaux X_{err} et Y_{err} sont ensuite traités par des cartes électroniques de filtrage Proportionnelle Intégrale Dérivée (PID), puis envoyés à un étage amplificateur haute tension. Une fois amplifiés les signaux de commande sont envoyés aux lames piézo électriques et inclinent le miroir afin de compenser les défauts d'inclinaison du front d'onde.

b).3 Acquisition des franges de métrologie matérialisant le plan d'onde de référence

Le schéma de la figure 2.13 représente le dispositif permettant l'acquisition des franges d'interférences matérialisant le plan d'onde de référence. Nous utilisons un objectif de microscope $\times 10$ pour grossir les franges ainsi observées. Un miroir positionné en sortie de cet objectif de microscope permet de réfléchir les franges vers la barrette d'acquisition CCD. La barrette d'acquisition utilisée comporte 2048 pixels de $14 \mu\text{m}$ de largeur et effectue l'acquisition à une fréquence de 4 MHz avec un temps de pose de $896 \mu\text{s}$. La barrette est connectée à une carte d'acquisition National Instrument PCI 6110 E. Cette carte permet de faire l'acquisition de quatre voies simultanément. Elle est donc suffisante pour faire l'acquisition des deux systèmes de franges et des signaux de déclenchement fournis par les deux barrettes. Les franges, une fois acquises par la barrette CCD, sont traitées afin d'asservir la position de l'ouverture dans le plan de référence défini. L'asservissement agira sur la position de la table supportant l'ouverture et permettra par la suite de la positionner de telle sorte que l'ouverture se trouve dans le plan de référence généré.

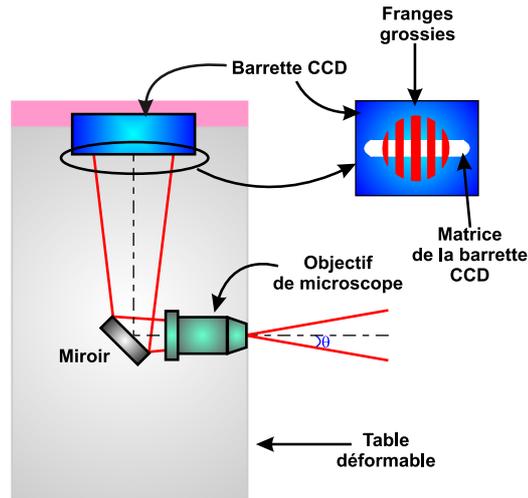
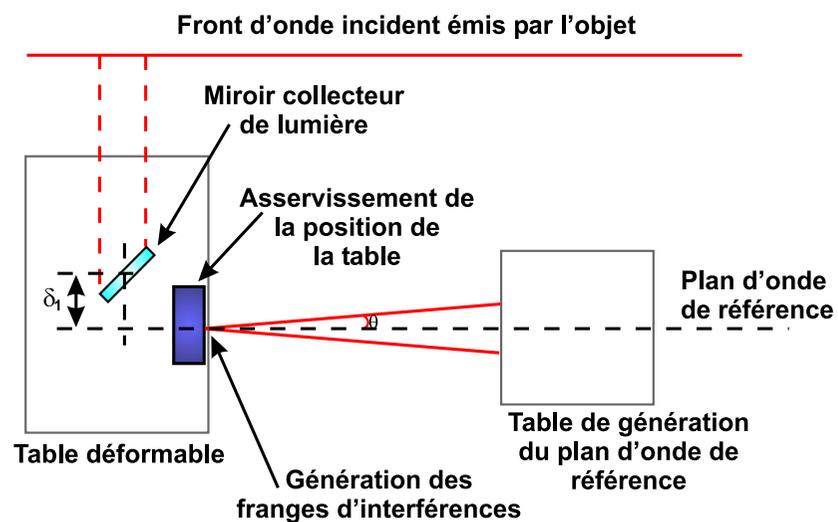


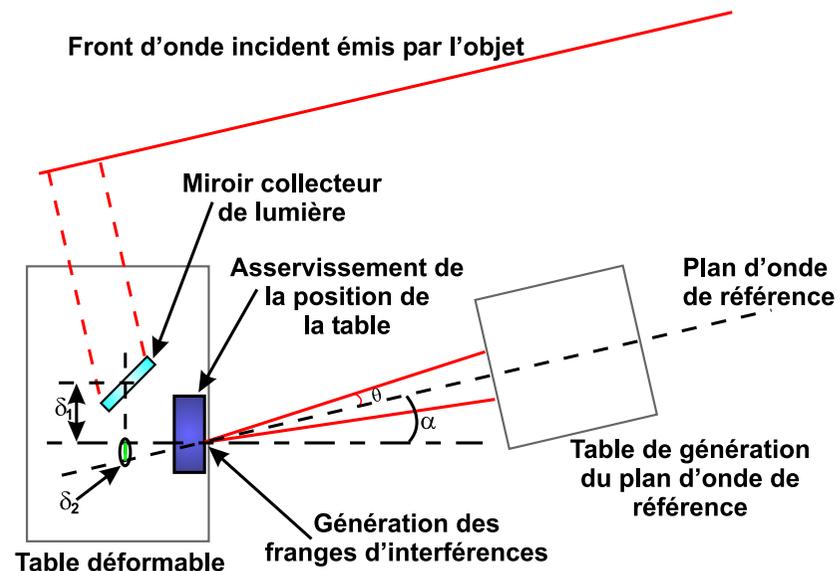
FIG. 2.13 – Schéma du dispositif permettant l'acquisition des franges matérialisant le plan d'onde de référence

b).4 Défaut longitudinal de positionnement des télescopes Les franges d'interférences permettant de générer le plan d'onde de référence par rapport auquel vont être positionnés les modules latéraux ne sont pas formées à l'endroit où se trouvent positionnés les dispositifs collecteurs. Ceci implique que le dispositif collecteur de lumière du module latéral ne va pas être correctement positionné dans le plan d'onde de référence. Le défaut longitudinal varie donc linéairement en fonction de l'angle d'inclinaison du front d'onde émis par l'objet simulé. En l'absence d'inclinaison (figure 2.14(a)) nous constatons la présence d'un défaut résiduel de positionnement δ_1 constant. Si maintenant le front d'onde émis par l'objet simulé est incliné, nous voyons apparaître un défaut de positionnement supplémentaire δ_2 qui vient s'ajouter à δ_1 (figure 2.14(b)).

Le défaut δ_1 étant constant, il va être initialement compensé lors de la première recherche des franges avec les lignes à retard fibrées. Le paragraphe IV. 5) page 65 montrera une mise en évidence expérimentale de ce phénomène. Le défaut sera d'autant plus grand que le dispositif sera compact.



(A) Défaut de positionnement du miroir collecteur dans le cas ou le front d'onde émis par l'objet simulé n'est pas incliné



(B) Défaut de positionnement du miroir collecteur dans le cas ou le front d'onde émis par l'objet simulé est incliné d'un angle α

FIG. 2.14 – Visualisation schématique du défaut de positionnement du miroir collecteur.

b).5 Motorisation de la table déformable et commande des moteurs pas à pas Le contrôle de la position de la table nécessite l'utilisation d'un système de motorisation. Nous utilisons pour réaliser cette fonction un moteur pas à pas Micro-contrôle ayant une plage de translation de ± 4 mm avec une résolution donnée par le constructeur de $0,1 \mu\text{m}$. La vitesse de déplacement du moteur est elle paramétrable par l'utilisateur. La photo de la figure 2.15 montre le système de fixation du moteur sur la table déformable. Le moteur est directement vissé sur le plateau inférieur de la table déformable par l'intermédiaire d'un socle. La fixation sur le plateau supérieur se fait par l'intermédiaire d'une barre vissée directement au plateau supérieur et reliée au moteur par l'intermédiaire de ressorts. Une bille se trouve entre la barre et le moteur. Le contact barre/bille est un contact glissant. Il permet de déplacer le plateau supérieur de la table lorsque le moteur effectue une translation.

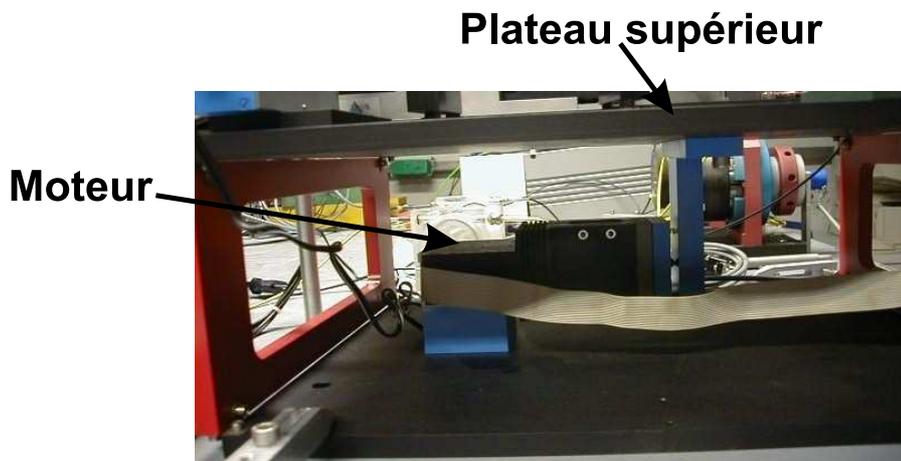


FIG. 2.15 – Photo du montage du moteur sur la table de translation

b).5.1 Principe de fonctionnement du moteur Pour translater la table déformable, nous utilisons des moteurs pas à pas Micro-contrôle MF 08 PP. Ce moteur est constitué de deux parties solidaires. La première est une partie solide et indéformable, alors que la seconde est une partie étirable ou rétrécible. La partie étirable est constituée d'un rotor qui va tourner dans un pas de vis lors de la réception d'impulsions électriques. Selon son sens de rotation le rotor va s'enfoncer ou bien au contraire sortir du pas de vis et permettre ainsi une translation du moteur. Un point important à ne pas négliger est que lors d'un changement de sens de rotation du rotor, celui ci va accomplir un certain nombre de tours à vide avant de recommencer à translater le moteur. Ce jeu d'entraînement devra être pris en compte lors des changements de direction de translation.

b).5.2 Chaîne de commande Les commandes de déplacement que le moteur devra réaliser vont être générées par un programme réalisé sous Labview à partir de la génération et du traitement d'un signal d'erreur dont le calcul sera présenté ultérieurement dans ce manuscrit III.2).a) page 49. La commande une fois générée va être envoyée à une carte analogique permettant un traitement de cette commande. La carte envoie ensuite au moteur les impulsions électriques correspondant à la commande traitée (figure 2.16) afin de réaliser le déplacement demandé.

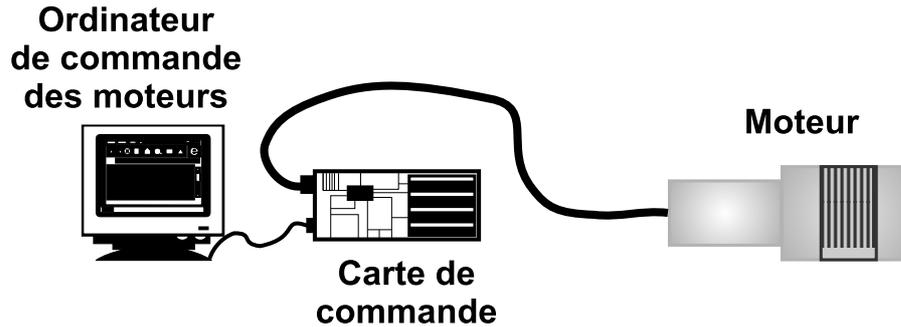


FIG. 2.16 – Communications entre l'ordinateur et le moteur

b).5.3 Programme de commande Le programme permet en fait de créer le code ASCII à envoyer à la carte en fonction des paramètres du déplacement à effectuer. Ce programme permet de contrôler précisément les déplacements du moteur, puisqu'il nous permet de paramétrer la longueur du déplacement au pas près, la vitesse du déplacement, le sens du déplacement, la rampe d'accélération et de décélération ainsi que la recherche automatisée du zéro et des butées du moteur. Le programme transforme toutes ces données en une chaîne de commande dont le code ASCII est envoyé à la carte. C'est à partir de ce code que la carte va pouvoir déterminer les impulsions de commande à envoyer au moteur.

3) Recombinaison du flux lumineux : Interféromètre et coupleurs

Le schéma de principe de la partie fibrée du dispositif est donné dans la figure 2.17. En sortie des dispositifs collecteurs, les flux lumineux sont injectés dans des fibres optiques unimodales à maintien de polarisation dont les axes neutres ont été préalablement alignés de façon à alimenter le même axe sur les deux fibres avec la source polarisée recilignement. Ces fibres sont connectées à des lignes à retard fibrées permettant de minimiser la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre. Les fibres optiques sortant des lignes à retard sont ensuite enroulées autour de tube piézo-électriques permettant une modulation temporelle de la longueur de chemin optique. Ces fibres sont alors connectées au système de recombinaison. Ce système mélangeur est constitué d'une cascade de trois coupleurs réalisés en technologie d'optique guidée et donne accès à deux sorties photométriques (une pour chaque bras de l'interféromètre) et deux sorties interférométriques.

Une des deux sorties interférométriques ainsi que les deux sorties photométriques sont connectées à des détecteurs monopixels. La modulation temporelle induite par les céramiques piézoélectriques permet un affichage temporel des franges d'interférences.

Ce paragraphe utilise des notions d'optique guidée qui seront traitées en annexe afin de ne pas alourdir l'exposé.

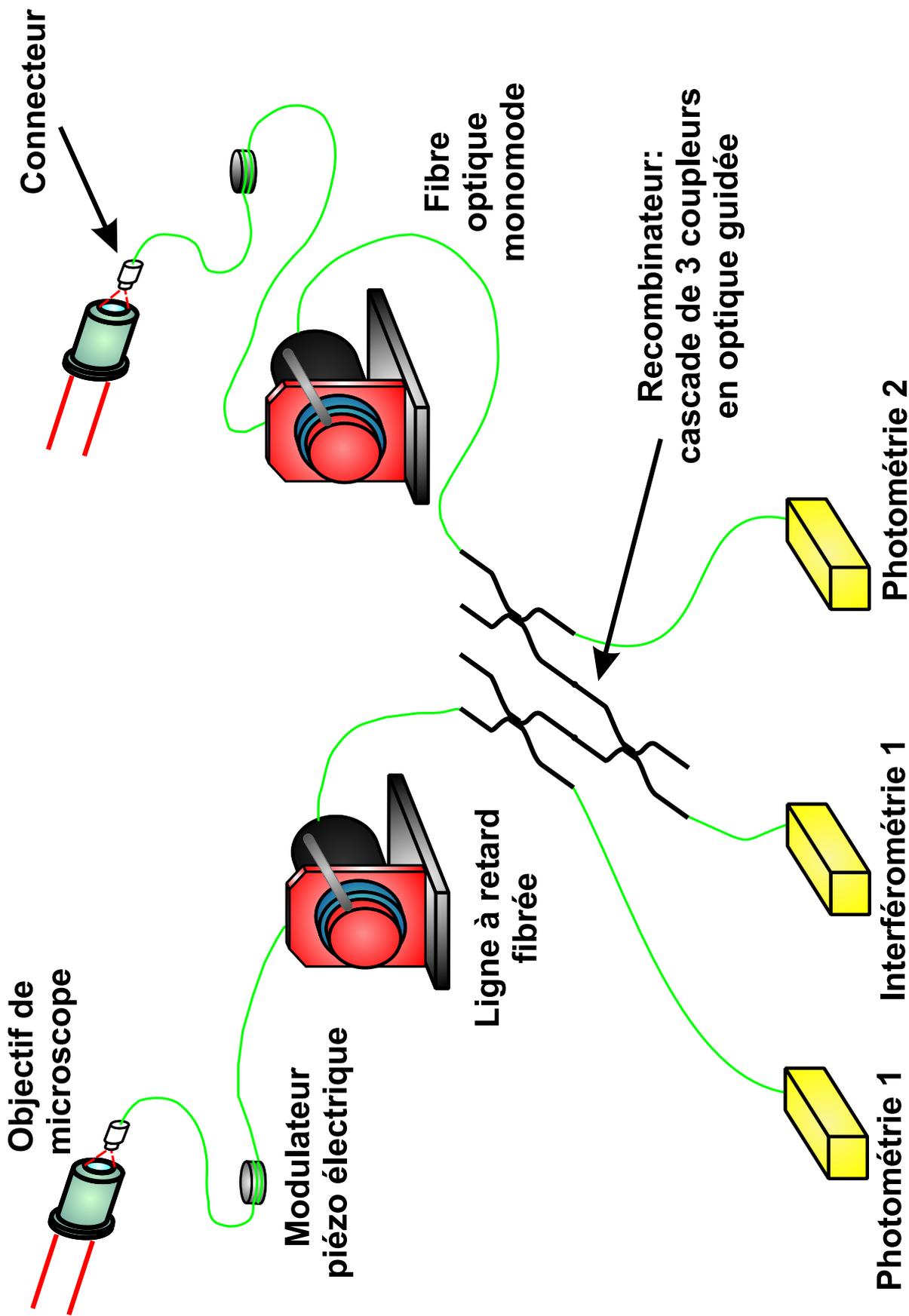


FIG. 2.17 – Schéma de la partie fibrée de l'interféromètre

a) Les coupleurs à fibres optiques

Les coupleurs à fibres optiques sont des composants passifs réalisés en technologie d'optique guidée. Ils permettent la répartition de l'énergie d'une fibre source vers plusieurs autres fibres. Inversement, il est possible de recombinaison les faisceaux provenant de deux fibres différentes vers une même sortie. C'est cette seconde fonction que nous utiliserons dans notre dispositif de recombinaison.

Dans notre partie expérimentale, nous utiliserons des coupleurs en X, comme c'est le cas pour l'instrument FLUOR, comportant chacun deux entrées et deux sorties. Un tel coupleur est constitué de deux fibres qui vont être assemblées de façon à ce qu'il existe entre les deux coeurs des fibres un transfert d'énergie. Le transfert d'énergie va être réalisé par couplage latéral évanescent supposant un recouvrement partiel des champs de chaque fibre. La simple mise en contact des fibres ne suffit pas car la gaine empêche tout transfert. Dans le cas de coupleur en X il faut alors diminuer la distance séparant les coeurs de chaque fibre.

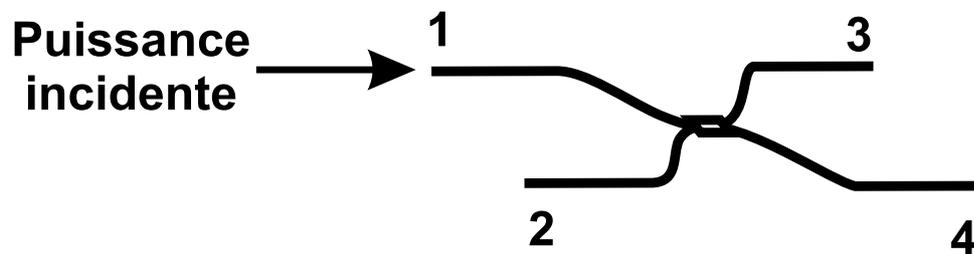


FIG. 2.18 – Représentation schématique d'un coupleur en X

Dans le cadre de notre étude, nous utilisons des fibres à maintien de polarisation de type *bow-tie*. Cette situation expérimentale introduit une contrainte supplémentaire, le passage dans les coupleurs devant aussi conserver l'état de polarisation du champ incident. Les deux fibres YORK HB 600 sont polies sur un côté (une région de stress est supprimée) et mises en contact. Les axes neutres de chaque fibre sont alignés.

Les paramètres principaux permettant de caractériser un coupleur sont :

- Le coefficient de partage qui permet de caractériser la répartition du flux lumineux sur les deux voies de sortie du coupleur.
- Les pertes en excès indiquent la fraction de puissance incidente perdue au niveau du coupleur.
- Les pertes d'insertion comparent la puissance émergente d'une voie avec la puissance incidente.
- La diaphonie exprime une rétrodiffusion d'une entrée vers l'autre.

Ces termes sont définis à partir des puissances lumineuses P_i transportées sur les voies i (voir tableau 2.3).

b) Schéma de l'interféromètre et performances

Les coupleurs utilisés dans notre dispositif expérimental vont permettre la recombinaison des flux collectés sur les différents bras de notre montage. La détermination du contraste des franges d'interférences nécessite la connaissance des flux provenant de chaque voie. L'utilisation d'un seul coupleur n'est donc pas possible. Ainsi, l'utilisation d'une cascade de trois

Coefficient de partage voie 3 (%)	$C_3=100\frac{P_3}{P_3+P_4}$
Coefficient de partage voie 4 (%)	$C_4=100\frac{P_4}{P_3+P_4}$
Pertes en excès (dB)	$P_e=10\log\frac{P_1}{P_3+P_4}$
Perte d'insertion voie 3 (dB)	$A_3=10\log\frac{P_1}{P_3}$
Perte d'insertion voie 4 (dB)	$A_4=10\log\frac{P_1}{P_4}$
Diaphonie (dB)	$D=10\log\frac{P_2}{P_1}$

TAB. 2.3 – Caractéristiques principales d'un coupleur

coupleurs est nécessaire dans le cadre d'un dispositif à deux ouvertures (figure 2.19). Les signaux détectés en sortie du montage sont donc constitués de deux photométries et du mélange interférométrique des deux voies.

La cascade de coupleurs est constituée de trois coupleurs large bande à maintien de polarisation, fabriqués à partir de la même fibre HB 600 et reliés entre eux par des soudures de façon à constituer un montage conforme au schéma proposé sur la figure 2.19. Les soudures entre les coupleurs étant déjà réalisées lorsque j'ai eu pour la première fois entre mes mains la cascade de coupleurs, je n'ai pu caractériser individuellement chacun de ces trois coupleurs. Les caractéristiques individuelles des coupleurs sont fournies par le constructeur Canadian Instrumentation :

- Taux d'extinction de 17 dB.
- Coefficient de partage équitable (50/50) pour une longueur d'onde moyenne de 670 nm.
- Coefficient de partage très peu dépendant de la longueur d'onde (pour notre application la variation du coefficient de partage reste inférieure à 2% sur une bande spectral de 10 nm centrée à une longueur d'onde moyenne de 670 nm).

Outre les données constructeur la caractérisation du dispositif complet a permis de déterminer le taux d'extinction entre les deux polarisations et les coefficients de couplage pour les différentes voies du recombineur.

b).1 Taux d'extinction du recombineur Pour regarder le taux d'extinction de notre recombineur, nous allons en entrée du recombineur injecter un champ dont nous aurons préalablement sélectionné une polarisation parallèle à un des axes neutres de la fibre. Le taux d'extinction correspondra au pourcentage du flux initial couplé sur le deuxième axe neutre du guide optique.

La procédure expérimentale pour déterminer le taux d'isolation du recombineur est la suivante. Nous utilisons une source avec une polarisation circulaire émettant à une longueur d'onde moyenne de 633 nm. Le flux traverse ensuite un cube polariseur, afin de sélectionner une des deux composantes de la polarisation, puis est injecté dans une entrée du coupleur. Un chopper (hacheur de faisceau) placé sur le trajet du faisceau émis par la diode laser va

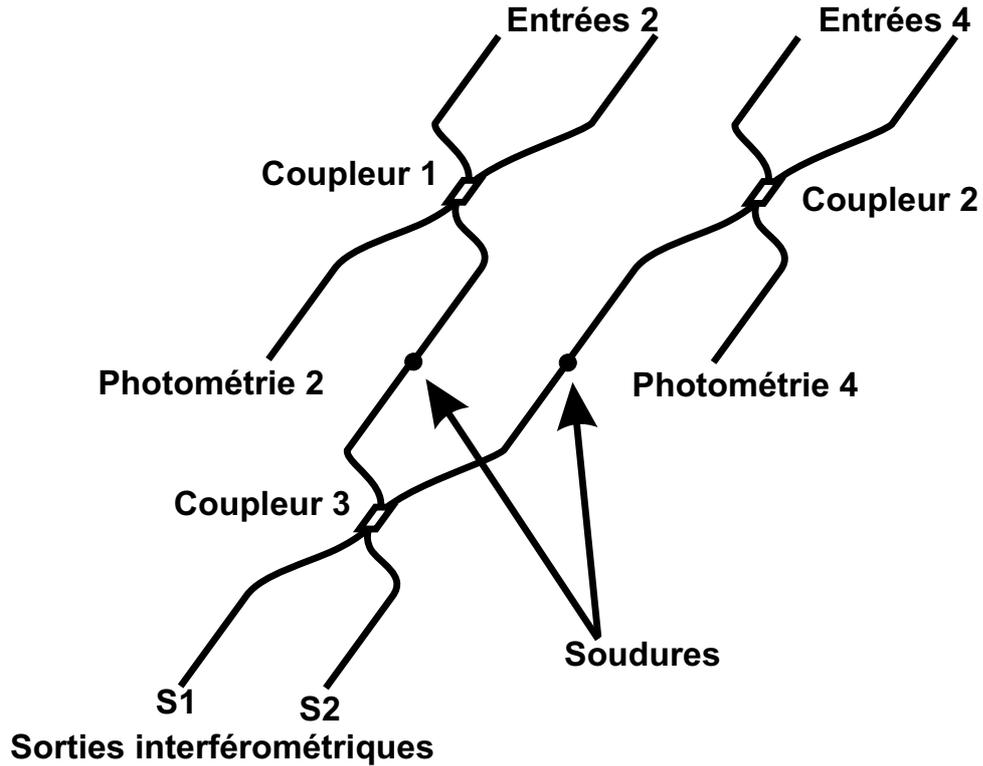


FIG. 2.19 – Schéma de l'interféromètre : cascade de trois coupleurs

permettre de moduler le flux temporellement sous forme d'un signal carré. Un cube polariseur tournant est placé en sortie du recombineur pour analyser la polarisation. Un détecteur connecté à un oscilloscope termine le dispositif et permet de caractériser quantitativement le flux en sortie du recombineur. Lorsque l'axe de l'analyseur en sortie de la fibre est parallèle à l'axe neutre privilégié lors de l'injection, le détecteur va recevoir un éclairement maximal. Lorsque l'axe de l'analyseur pivote de 90° par rapport à la direction précédente, le signal devrait être éteint complètement dans un cas parfait et le détecteur reçoit donc un éclairement caractérisant la diaphonie entre les deux axes de polarisation. Pour définir mathématiquement le taux d'extinction, nous appellerons V_{max} la tension associée à l'axe neutre principal et $V_{parasite}$ la tension associée à l'axe neutre perpendiculaire. Le taux d'isolation T_{dB} est donc donné par l'équation 2.6.

$$T_{dB} = -10 \log \frac{V_{parasite}}{V_{max} + V_{parasite}} \quad (2.6)$$

Les résultats du tableau 2.4 utilisent les notations précisées sur la figure 2.19.

Les taux d'extinction obtenus pour la sortie Interférométrie 1 étant plus élevés que la 2 nous utiliserons cette sortie 1 pour faire l'acquisition des franges d'interférence. La diminution des taux d'extinction mesurés pour la cascade de coupleurs comparés à ceux des coupleurs individuels résulte essentiellement de l'alignement imparfait des axes neutres des coupleurs au niveau des soudures.

	Interférométrie 1	Interférométrie 2
Entrée 2	15,63	14,6
Entrée 2 bis	10,95	11,1
Entrée 4	14,1	11,45
Entrée 4 bis	15,2	13,17

TAB. 2.4 – Taux d'extinction du recombineur pour les sorties interférométriques en dB

b).2 Coefficients de partage du recombineur Pour pouvoir calculer correctement le contraste des franges observées en sortie de l'interféromètre, nous devons connaître le déséquilibre photométrique afin de compenser son influence sur les sorties interférométriques. Dans ce but, nous avons mesuré les coefficients de partage du recombineur. Nous avons injecté un flux lumineux par une entrée du recombineur et nous avons comparé le flux sur la sortie photométrique correspondante avec les sorties interférométriques. De manière générale, si nous écrivons k_{ij} le coefficient de couplage de la sortie photométrique "i" avec la sortie interférométrique "j", nous pouvons écrire k_{ij} selon l'équation 2.7.

$$k_{ij} = \frac{P_j}{P_i} \quad (2.7)$$

Les coefficients de couplage obtenues en tenant compte des lignes à retard fibrées avec une source émettant à une longueur d'onde moyenne de 670 nm sont :

- $k_{21} = 0,264$
- $k_{41} = 0,211$
- $k_{22} = 0,350$
- $k_{42} = 0,256$

III Traitement des différents signaux

1) Mise en œuvre du dispositif de pointage

Le faisceau central issu de l'éclateur situé dans le simulateur d'étoile permet de définir la direction de la source. Ce faisceau est analysé par un doublet dans le module central. Une caméra CCD placée au foyer du doublet enregistre la tache de diffraction dont la position va nous permettre de déterminer la direction initiale de la source. L'analyse de la tache de diffraction sur l'ordinateur est effectuée par l'intermédiaire d'un programme d'acquisition vidéo. La détermination du centre de gravité de la tache de diffraction ainsi observée nous permet de repérer la direction de la source. Dans ce but nous nous fixons un repère cartésien arbitraire, gradué en pixels de la matrice de la caméra, et dont le centre est identique au pixel central de la matrice de la caméra.

L'acquisition vidéo se fait en deux étapes successives afin de pouvoir éliminer le fond lumineux résiduel venant perturber le calcul du centre de gravité de la tache. Le fait de positionner le centre de gravité de la source sur notre référence d'axes liée à la caméra permet d'aligner le module central avec la source.

2) Positionnement des modules latéraux

a) Acquisition et traitement des franges d'interférence permettant la génération du plan d'onde de référence. Obtention d'un signal d'erreur

L'acquisition des franges constitue la première tâche réalisée par le programme (Figure 2.20(a)). Les franges d'interférences sont traitées dans un deuxième temps de manière à obtenir le signal d'erreur qui permettra l'asservissement de la position longitudinale des ouvertures par rapport à un plan d'onde de la source. Ce signal d'erreur est basé sur la détermination de la position de la frange achromatique du système de franges d'interférence. Pour connaître la position de cette frange achromatique nous allons extraire l'enveloppe des franges puis déterminer la position de son maximum.

Le signal interférométrique dont la barrette va faire l'acquisition va être de la forme :

$$I(x) = 2I_0A(x) \left[1 + V(x + \Delta) \cos \left(2\pi \frac{a}{\lambda D} (x + \Delta) \right) \right] \quad (2.8)$$

Dans l'équation 2.8 :

- I_0 représente l'intensité totale du faisceau lumineux avant la séparation en deux sous-faisceaux.
- le terme $A(x)$ correspond à l'enveloppe des faisceaux centrée en 0.
- $V(x + \Delta)$ est la visibilité du signal interférométrique combinant un aspect photométrique et l'effet d'enveloppe lié à la largeur spectrale de la source.
- a est la distance séparant les optiques permettant la réflexion des sous-faisceaux.
- D représente la distance séparant le plan dans lequel les franges sont formées avec le cube séparateur permettant la division du faisceau source en deux sous faisceaux
- λ est la longueur d'onde d'émission de la source utilisée pour générer les franges d'interférence.
- Δ représente le décalage du paquet de franges par rapport à la référence arbitraire fixée par l'utilisateur.

L'objectif du traitement des franges détaillé dans la suite de ce paragraphe est de déterminer Δ .

La première opération à effectuer consiste à filtrer le signal d'interférence afin d'enlever le niveau continu. Dans ce but, nous calculons la transformée de Fourier du signal interférométrique afin d'en obtenir le spectre.

$$\tilde{I}(\alpha) = TF[I(x)](\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x)e^{-2j\pi\alpha x} dx \quad (2.9)$$

Dans l'équation 2.9 la variable α est la fréquence spatiale conjuguée dans le plan de Fourier de la variable x de position.

Le spectre du signal interférométrique peut donc s'écrire :

$$\tilde{I}(\alpha) = C(\alpha) + I_0\tilde{V}(\alpha) * \tilde{A}(\alpha) * \left(\delta\left(\alpha - \frac{a}{\lambda D}\right) + \delta\left(\alpha + \frac{a}{\lambda D}\right) \right) e^{2j\pi\frac{a\Delta}{\lambda D}} \quad (2.10)$$

Le terme $C(\alpha)$ de l'équation 2.10 correspond au pic à la fréquence 0 du spectre définissant le terme continu du signal interférométrique. Le second terme $I_0\tilde{V}(\alpha) * \tilde{A}(\alpha) * \left(\delta\left(\alpha - \frac{a}{\lambda D}\right) + \delta\left(\alpha + \frac{a}{\lambda D}\right) \right) e^{2j\pi\frac{a\Delta}{\lambda D}}$ correspond aux deux pics répartis symétriquement par rapport au pic à la fréquence 0 et représente la modulation des franges d'interférence. Afin de filtrer le niveau continu des franges d'interférence, nous allons enlever le pic à la fréquence 0 et garder seulement le terme correspondant à la modulation des franges. Le spectre filtré $\tilde{I}_F(\alpha)$ s'écrit donc :

$$\tilde{I}_F(\alpha) = I_0\tilde{V}(\alpha) * \tilde{A}(\alpha) * \left(\delta\left(\alpha - \frac{a}{\lambda D}\right) + \delta\left(\alpha + \frac{a}{\lambda D}\right) \right) e^{2j\pi\frac{a\Delta}{\lambda D}} \quad (2.11)$$

Une fois le pic à la fréquence 0 filtré, nous utilisons une transformée de Fourier inverse pour avoir le signal interférométrique sans le niveau continu.

$$I_F(x) = TF^{-1}[\tilde{I}_F(\alpha)](x) = 2I_0V(x + \Delta)A(x)\cos\left(\frac{2\pi a}{\lambda D}(x + \Delta)\right) \quad (2.12)$$

Le signal interférométrique filtré $I_F(x)$ va maintenant être redressé afin de pouvoir en extraire l'enveloppe dans l'étape de traitement suivante. Pour redresser le signal interférométrique, nous calculons sa valeur absolue. Si nous notons $I_R(x)$ le signal interférométrique après avoir été redressé, nous avons :

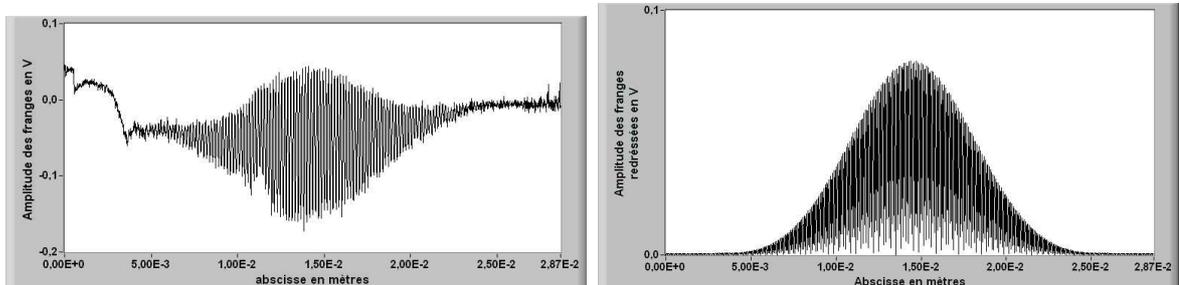
$$I_R(x) = |I_F(x)| = 2|I_0V(x + \Delta)A(x)\cos\left(\frac{2\pi a}{\lambda D}(x + \Delta)\right)| \quad (2.13)$$

Maintenant que le signal interférométrique a été filtré et redressé (figure 2.20(b)), nous allons pouvoir en extraire l'enveloppe. Pour ce faire, nous allons convoluer le signal I_R par une fonction gaussienne de largeur ajustable pour effectuer un filtrage passe-bas. Le résultat de ce produit de convolution permet de retrouver l'enveloppe $A(x)$ en utilisant une largeur de gaussienne appropriée.

$$A(x) = I_R(x) * e^{-\frac{x^2}{w^2}} \quad (2.14)$$

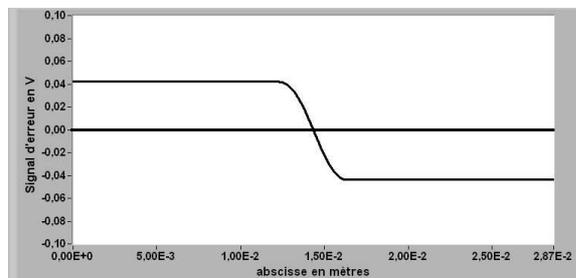
La position de la frange achromatique correspond à la position du maximum de l'enveloppe des franges. Il nous suffit de dériver l'enveloppe des franges et de déterminer la position du zéro de cette dérivée pour connaître la position de la frange achromatique. La position pour

laquelle cette fonction s'annule va constituer notre signal d'erreur Δ . Pour faciliter le traitement du signal, la fonction dérivée est analysée uniquement dans sa partie centrale et prolongée latéralement par des plateaux assurant la continuité de la fonction (figure 2.20(c)).



(A) Franges acquises par la barrette

(B) Franges après redressement



(c) Signal d'erreur

FIG. 2.20 – Représentation des différentes étapes du traitement des franges

b) Asservissement de la position longitudinale des modules latéraux

L'objectif du système d'asservissement est de contrôler la position d'un module latéral de façon à ce que la frange achromatique des franges de métrologie soit toujours positionnée au centre de la barrette CCD.

Pour une position de pointé donnée, les franges de métrologie permettant la génération du plan d'onde de référence sont immobiles. La translation de la table va induire un déplacement de la barrette CCD dans le champ de franges d'interférence (figure 2.21). Il en résulte une variation du décalage du paquet de franges par rapport au centre de la barrette et donc à une variation du signal d'erreur Δ . Le but de l'asservissement va être de maintenir le signal d'erreur à zéro pour positionner les modules latéraux correctement par rapport au plan d'onde de l'étoile. Une fois le montage effectué et la position du maximum repérée par rapport à un pixel sur la barrette, l'asservissement permettra de repositionner longitudinalement de façon répétitive chaque module latéral par rapport à la source.

L'amplitude et le sens du déplacement que le moteur doit effectuer sont proportionnels à Δ . Une fois le nombre de pas et le sens du déplacement déterminés, ces données sont communiquées via un bus RS-232 au programme de commande des moteurs. Il est ainsi possible de

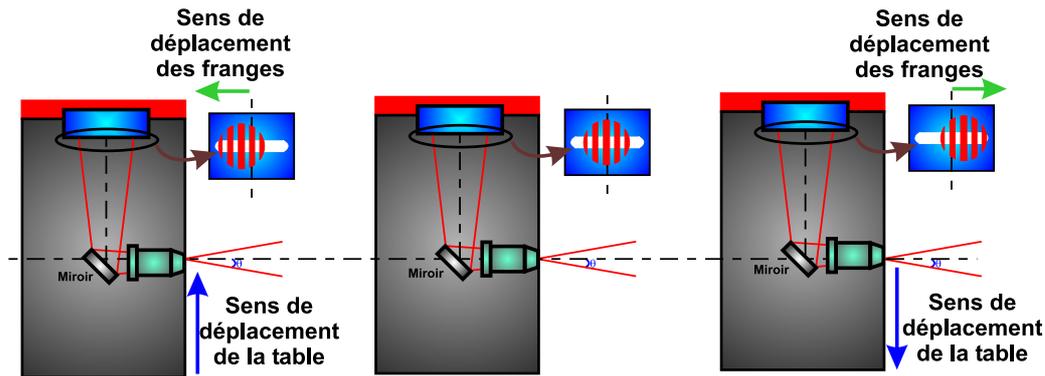


FIG. 2.21 – Déplacement des franges d'interférence sur la barrette lors d'une translation de la table

mettre en place une boucle d'asservissement permettant d'automatiser le positionnement des modules latéraux.

Nous mettons en place une boucle d'asservissement pour automatiser la réaction des moteurs à un déplacement des champs de franges sur les barrettes CCD. Les algorithmes de fonctionnement des deux programmes sont représentés sur les figures 2.22(a) et 2.22(b). Les deux tables ne vont pas être traitées simultanément mais de façon alternative. Le programme d'acquisition des franges (Figure 2.22(a)) traite la première table. Il envoie à l'ordinateur commandant les moteurs les paramètres concernant le déplacement que le moteur doit effectuer. Puis il va attendre une réponse de l'ordinateur commandant les moteurs, lui disant que le moteur a fini son déplacement. Une fois cette réponse reçue, le programme procède au même traitement pour la deuxième table.

Les deux programmes (celui d'acquisition et traitement des franges et celui de commande des moteurs) bouclent et répètent ces opérations jusqu'à l'arrêt manuel par l'utilisateur. Cette procédure est de ce fait un peu lente (de l'ordre de la dizaine de secondes) mais pourrait être facilement optimisée moyennant un investissement matériel plus important.

3) Asservissement de l'injection des flux lumineux dans les fibres optiques

a) Description de la partie électronique

C'est la partie électronique qui va permettre d'ajuster en temps réel l'injection de l'onde collectée dans la fibre optique en jouant sur les céramiques piézo-électriques soutenant le miroir mobile. La boucle d'asservissement comprend les différents éléments cités ci-dessous :

- un boîtier préamplificateur des signaux envoyés par les quatre détecteurs
- une carte permettant le calcul des signaux d'erreurs suivant les axes horizontal et vertical
- une carte de régulation PID pour chaque signal d'erreur (suivant les deux axes)
- une carte d'amplification haute tension pour chaque signal d'erreur

b) L'étage préamplificateur

Les détecteurs utilisés sont des photomultiplicateurs Hamamatsu R5600. Le rôle de l'étage préamplificateur est d'assurer le conditionnement du signal pour chacun des détecteurs afin de

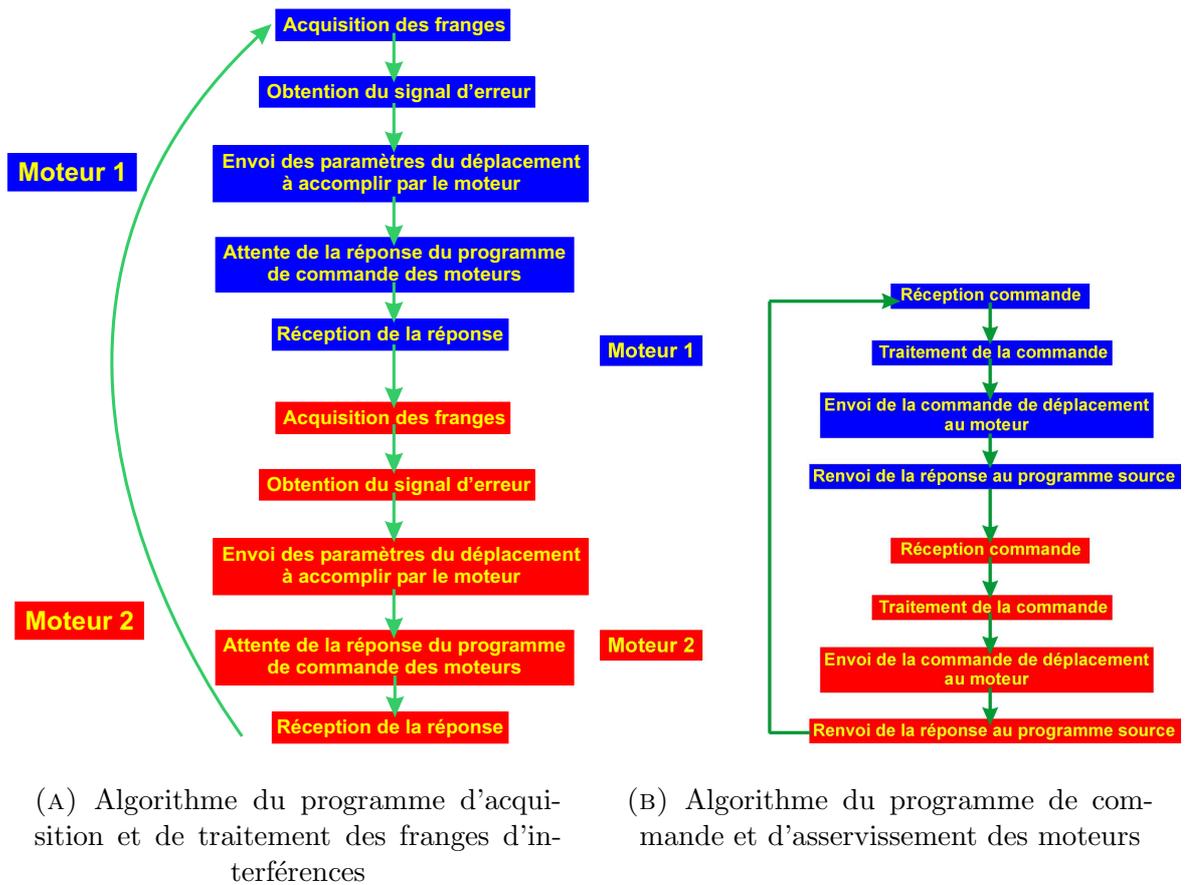


FIG. 2.22 – Algorithmes des programmes permettant l'asservissement de la position des ouvertures

corriger l'offset et de proposer un gain variable permettant d'homogénéiser la réponse provenant des quatre détecteurs.

c) La carte de calcul d'erreur

La carte de calcul d'erreur doit fournir le signal d'erreur résultant du décalage du faisceau suivant les deux axes X et Y. Elle reçoit les quatres signaux G^- G^+ D^- D^+ provenant des détecteurs (figure 2.23). Les calculs effectués sont les suivants :

- La somme des signaux : $T = G^- + G^+ + D^- + D^+$
- La déviation horizontale : $X_{err} = (D^+ + D^-) - (G^+ + G^-)$
- La déviation verticale : $Y_{err} = (G^- + D^-) - (G^+ + D^+)$
- Normalisation des signaux d'erreur : $X_n = \frac{X}{T}$ et $Y_n = \frac{Y}{T}$

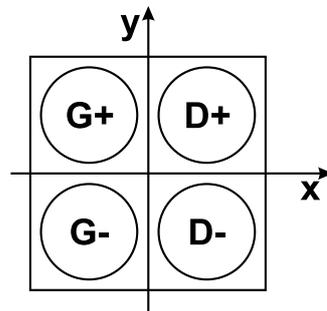


FIG. 2.23 – Signaux issus des Photomultiplicateurs

Ces signaux passent ensuite à l'intérieur d'interrupteurs analogiques commandés par la valeur de T. Si l'intensité lumineuse totale reçue par les détecteurs est trop faible, l'interrupteur analogique se bloque et les signaux X_{err} et Y_{err} deviennent nuls. Ceci permet d'éviter l'activation des céramiques lorsque l'on perd le signal sur les détecteurs, ce qui conduit la plupart du temps à une saturation du dispositif.

d) Régulation PID et commande haute tension

Le dispositif d'injection utilise des cartes de régulation PID (Proportionnelle Intégrale Dérivée) afin de générer la commande permettant de corriger l'inclinaison du miroir tip-tilt de façon à conserver l'injection du flux collecté dans la fibre optique. La correction de l'inclinaison du miroir suivant les deux axes X et Y rend l'utilisation de deux filtres PID indispensable pour le contrôle d'un seul miroir tip-tilt.

Le signal de commande est ensuite envoyé à un étage amplificateur effectuant une amplification en deux temps. Il est dans un premier temps amplifié par un amplificateur opérationnel faible bruit de précision (de type OP27) alimenté par une tension de $\pm 15V$. Il est dans un second temps amplifié par un amplificateur de puissance (de type APEX-PA41) alimenté par une source de tension de $\pm 150V$.

4) Signal interférométrique en sortie du recombineur

Afin de pouvoir obtenir des informations sur l'objet observé, nous devons procéder à l'acquisition des franges d'interférence obtenues après recombinaison des flux collectés sur les

différents bras de l'interféromètre. Dans ce but nous allons réaliser un programme permettant de réaliser l'acquisition des franges d'interférence en sortie de l'interféromètre, puis de calculer le contraste de ces franges ainsi que la position de la frange centrale.

a) Acquisition des franges d'interférence scientifiques

En sortie de l'interféromètre des fibres multimodes permettent d'acheminer les flux lumineux vers des photodétecteurs. Les signaux photométriques et interférométriques sont ensuite dirigés vers le dispositif d'acquisition.

L'acquisition des franges d'interférence se fait par l'intermédiaire d'un ordinateur équipé d'une carte d'acquisition National Instrument PCI-6110E. Cette carte permet de faire l'acquisition de quatre voies simultanément, ce qui nous permet de faire l'acquisition en temps réel de deux voies photométriques, d'une voie interférométrique ainsi que d'une voie qui sera utilisée pour le déclenchement de l'acquisition.

b) Programme d'analyse et de traitement des franges d'interférences

J'ai réalisé un programme de traitement du signal permettant d'exploiter les signaux cités précédemment. Il permet dans un premier temps de configurer la carte d'acquisition pour optimiser l'enregistrement des signaux désirés. Nous affichons alors le paquet de franges d'interférence ainsi obtenu en sortie de l'interféromètre. Le traitement de ces signaux permet de localiser le maximum de l'enveloppe des franges et de calculer le contraste des franges observées par deux méthodes différentes.

b).1 Calcul de la position du paquet de franges Pour connaître la position du paquet de franges, nous allons en fait chercher à déterminer la position du maximum de l'enveloppe. La méthode utilisée pour la détermination de la position de ce maximum sera la même que celle exposée dans le paragraphe III.2).a). Le signal interférométrique sera successivement filtré, redressé puis dérivé afin de connaître la position de la frange achromatique.

b).2 Calcul du contraste des franges Le contraste des franges d'interférence obtenues en sortie de la cascade de coupleurs est calculé par deux méthodes différentes.

– Première méthode : méthode Min-Max

Cette méthode consiste à mesurer les valeurs maximale et minimale de notre système de franges. Comme nous connaissons les valeurs des photométries ainsi que les coefficients de partage de la cascade de coupleurs, nous pouvons calculer le contraste suivant la formule suivante :

$$C_{min-max} = \left(\frac{k_{21}P_2 + k_{41}P_4}{2\sqrt{k_{21}P_2k_{41}P_4}} \right) \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.15)$$

Cette méthode de calcul est très sensible au bruit parasite.

– Seconde méthode : méthode de la Densité Spectrale de Puissance

La transformée de Fourier du signal détecté, comporte deux pics correspondant respectivement à la valeur moyenne (fréquence 0) et à la modulation des franges situées autour

d'une fréquence centrale ν_0 . Une méthode permettant l'évaluation du contraste consiste donc à calculer la Densité Spectrale de Puissance (DSP) du signal détecté puis d'en faire l'intégration autour de la pulsation ω_0 . La racine carrée de ce résultat permet après normalisation par la valeur moyenne et les coefficients de partage d'obtenir une mesure du contraste.

$$C_{DSP} = \frac{1}{I_{totale} \sqrt{k_{21} k_{41}}} \sqrt{\int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} |p(\tilde{\omega})|^2 d\omega} \quad (2.16)$$

IV Résultats expérimentaux

1) Caractérisation des paramètres opto-géométriques du système de mise en plan d'onde

a) Résolution du pointage

Comme nous l'avons vu précédemment, le dispositif de pointage doit nous permettre de déterminer la direction d'émission de la source en imageant le faisceau provenant de la source sur une caméra. Le diamètre du spot obtenu en sortie du doublet du dispositif de pointage est de $2\mu m$ alors que la largeur d'un pixel de la caméra est de $10\mu m$. Dans cette situation, il est donc impossible de visualiser un déplacement du spot inférieur à $10\mu m$ sur la caméra ce qui correspond à une variation angulaire de la direction d'émission de la source s'élevant à $200\mu rad$. Pour remédier à ce problème nous utilisons un objectif de microscope dont le but est de grossir le spot obtenu avant la visualisation sur la caméra. Le matériel utilisé permet d'atteindre un grandissement du spot de 62,5 permettant ainsi d'obtenir un spot de $140\mu m$ sur la caméra.

Lors d'un changement de direction d'émission de la source, nous arrivons à repositionner le centre de gravité du spot par pivotement du plateau tournant avec une précision d'un pixel de la caméra. Nous choisisons donc ici de prendre la dimension d'un pixel comme limite de précision pour la position du centre de gravité du spot afin de faciliter les manipulations expérimentales. Le pixel de la caméra ayant une largeur de $10\mu m$ la précision avec laquelle nous pouvons positionner le centre de gravité du spot est de $10\mu m$. Le spot étant grossi lorsqu'il est imagé par la caméra, la précision avec laquelle nous connaissons réellement sa position est de $0,16\mu m$. Ceci correspond à une résolution de pointé sur la direction d'émission de l'objet de $3,2\mu rad$.

b) Etalonnage du grandissement des dispositifs d'acquisition des franges matérialisant le plan d'onde de référence

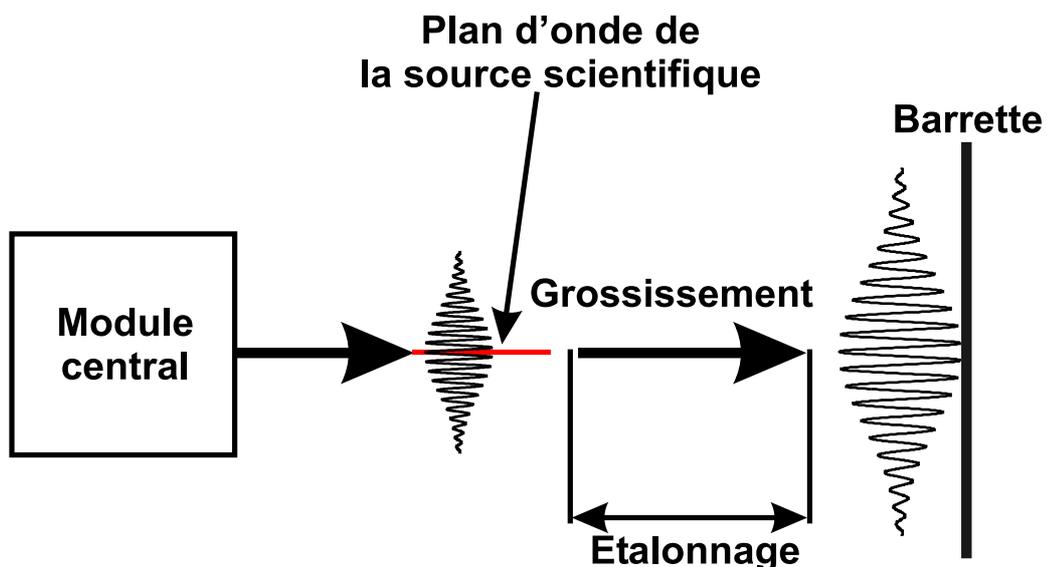


FIG. 2.25 – Principe du grandissement des franges sur la barrette

Le grandissement des dispositifs d'acquisition va permettre de connaître les caractéristiques des franges de métrologie, elles même destinées au positionnement précis des modules latéraux.

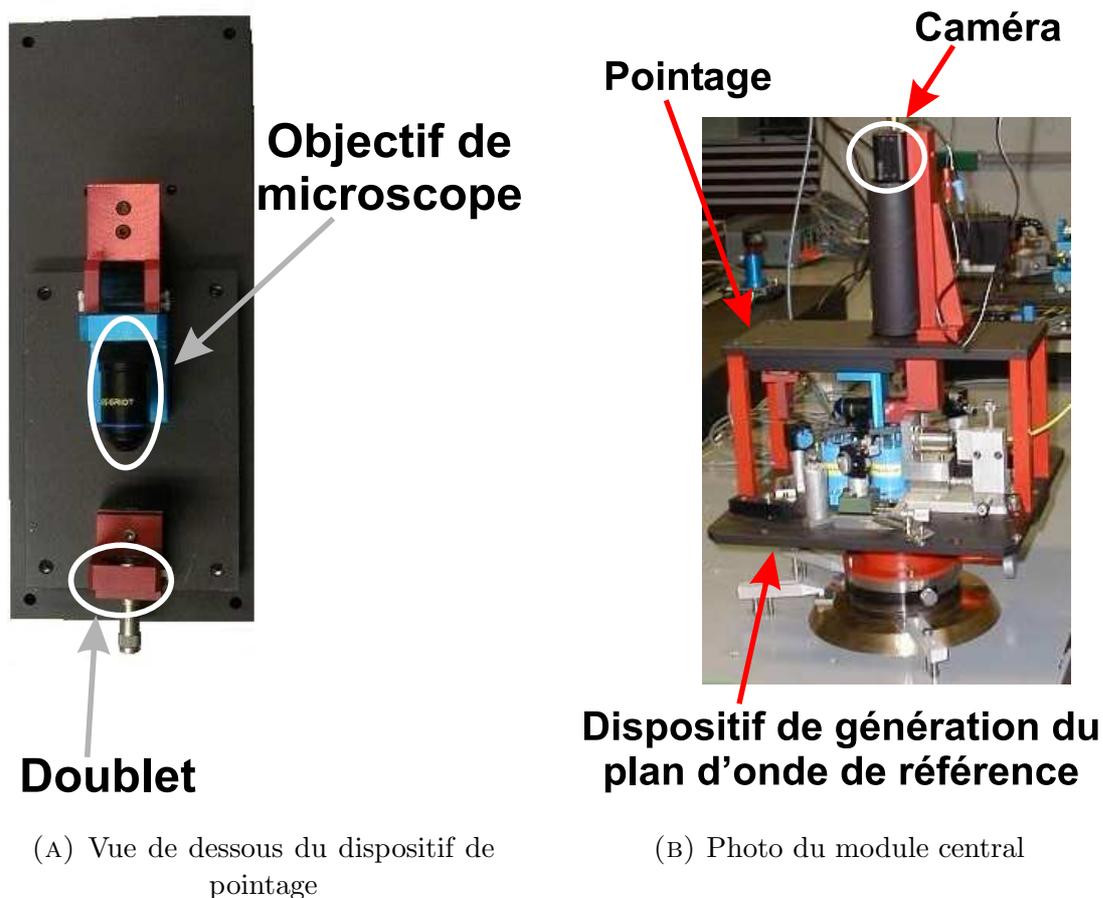


FIG. 2.24 – Photos du dispositif de pointage et du module central

La qualité de l'étalonnage de ces grandissements va donc conditionner la qualité de l'asservissement de la position des ouvertures.

La figure 2.25 rappelle le principe du dispositif de grandissement des franges de métrologie permettant la génération du plan d'onde de référence. Afin de détecter à l'aide d'une barrette ce système de franges, un système de grandissement constitué d'un objectif de microscope image celui-ci. Pour étalonner ce grandissement un micromètre éclairé par une source de lumière blanche est placé devant l'objectif de microscope. Les résultats obtenus pour les deux tables sont présentés sur les tableaux 5.2 et 5.3 présentés en annexe. Le grandissement mesuré pour le module latéral 1 est $17,1 \pm 0,2$ et résulte d'une moyenne réalisée sur dix-sept mesures. Celui mesuré pour le module latéral 2 est 21 ± 1 et résulte de la moyenne de quatorze mesures.

c) Mesure des caractéristiques des franges matérialisant le plan d'onde de référence

L'ensemble du dispositif expérimental n'étant pas parfaitement symétrique par rapport au module central (module supportant le dispositif de pointage et le dispositif de génération de front d'onde de référence) les caractéristiques des deux jeux de franges permettant la génération du plan d'onde de référence vont être différentes. Pour chacun des deux systèmes de franges, nous allons mesurer l'interfrange, le nombre de franges contenues dans le paquet de franges, la fréquence des franges et enfin le nombre de pixels qu'il faut sur la barrette pour échantillonner

une frange. Le critère que nous nous fixons pour calculer le nombre de franges contenues dans le paquet de franges est que nous négligeons les franges dont le maximum est inférieur à 5 % du maximum du paquet.

Nous pouvons dans un premier temps calculer une valeur théorique de l'interfrange en utilisant la formule de l'équation 2.17 qui est une bonne approximation de la valeur réelle de l'interfrange.

$$i = \frac{\lambda}{2\sin\theta} \quad (2.17)$$

Dans cette équation, λ représente la longueur d'onde d'émission de la source utilisée pour générer les franges d'interférences et θ correspond à la moitié de l'angle que font entre eux les faisceaux des rayons interférants.

La dimension des pixels de la barrette CCD et la connaissance des interférogrammes étalonnés en pixels me permettent de déterminer la période d'oscillation des franges. Cette valeur mesurée est affectée du grandissement calculé précédemment. Il est alors possible de déterminer la dimension des interfranges dans le plan objet de l'objectif de microscope.

Si nous nommons n_p le nombre de pixels par frange, I_G l'interfrange après grandissement et l_p la largeur d'un pixel, nous avons alors la relation suivante :

$$n_p = \frac{I_G}{l_p} \quad (2.18)$$

La disposition des différents éléments permettant l'obtention des franges d'interférence sur les deux tables de translation est représentée sur le dessin de la figure 2.26.

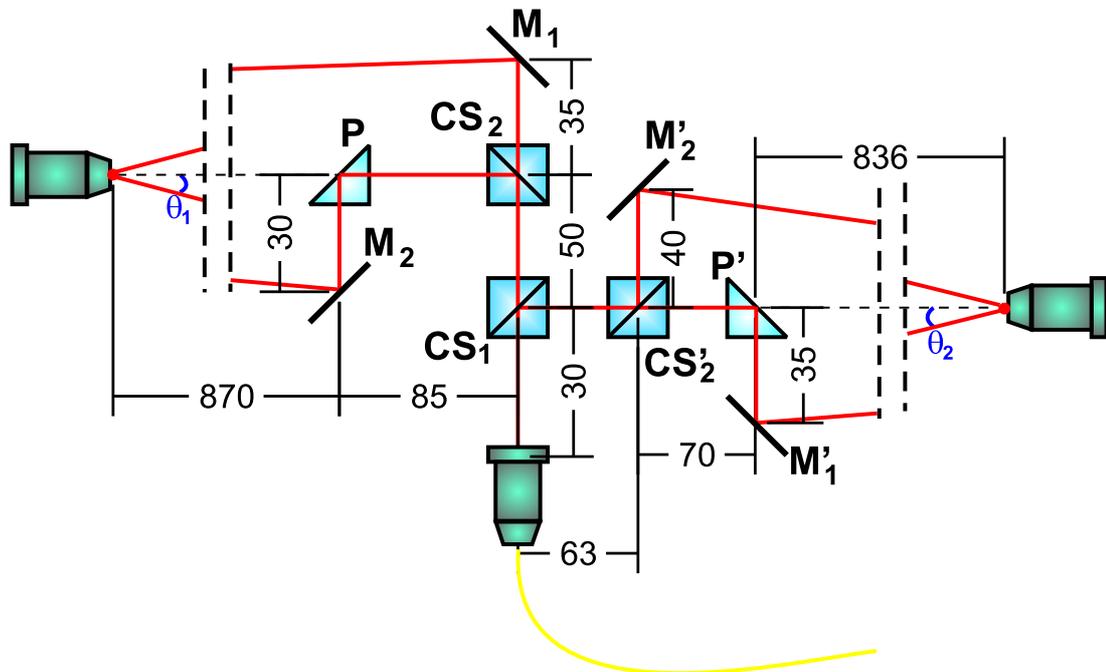


FIG. 2.26 – Schéma de la disposition des différents éléments optiques permettant la génération des deux jeux de franges sur les tables de translation

	Frangé module latéral 1	Frangé module latéral 2
Interfrangé calculé	9,7 μm	7,0 μm
Interfrangé mesuré après grandissement	169,3 μm	184,1 μm
Interfrangé réel	9,9 μm	8,9 μm
Nombre de franges contenues dans le paquet	102	122
Nombre de pixels par frangé	12	13
Fréquence des franges	333 KHz	308 KHz

TAB. 2.5 – Tableau récapitulatif des caractéristiques des franges de métrologie

Les différentes mesures réalisées pour calculer les différents paramètres sont répertoriées dans les tableaux 5.4 et 5.5 en annexe. Un récapitulatif des résultats est donné dans le tableau 2.5.

Malgré le nombre important de franges obtenues pour les deux modules latéraux, le nombre de franges observables avec un bon contraste est bien inférieur au nombre total de franges et dépend de la longueur de cohérence de la source. Dans notre cas, une quarantaine de franges sont observables avec un bon contraste et comportent un maximum nettement marqué ce qui permet de localiser avec précision la position du paquet de franges d'interférences.

2) Etalonnage des déplacements des tables mobiles des modules latéraux

Deux paramètres seront à déterminer avec précision pour caractériser le mouvement des tables mobiles. Le déplacement réalisé par le plateau supérieur de la table pour un pas du moteur constitue le premier paramètre à mesurer. Le deuxième aspect est relatif au jeu d'entraînement du moteur lors d'un changement de sens de déplacement de celui-ci.

a) Mesure du déplacement de la table de translation pour un pas moteur

Dans un premier temps, nous allons déterminer le déplacement des tables associé à un pas moteur. Dans ce but, nous allons faire l'acquisition d'un système de franges d'interférence par la barrette CCD. Le signal de métrologie acquis sera affiché sur un ordinateur grâce à un programme réalisé sous Labview.

Comme nous l'avons vu précédemment, un déplacement longitudinal du plateau supérieur de la table induit un déplacement de l'objectif de microscope résultant en un déplacement des franges d'interférences sur la barrette d'acquisition.

La procédure d'étalonnage comporte les phases suivantes :

- Visualisation des franges d'interférence sur un graphe affiché sur l'écran de l'ordinateur.
- Sélection arbitraire d'une frange dans le maximum du paquet définissant l'abscisse de référence.
- Translation du plateau supérieur, d'un nombre de pas, d'une vitesse et d'un sens de déplacement du moteur donnés.
- Détermination de la variation d'abscisse de la frange repérée.
- Normalisation par les facteurs de grandissements.

Plusieurs configurations, dans lesquelles le nombre de pas réalisés par le moteur va différer, vont être utilisées pour la mesure de la sensibilité de déplacement des tables c'est à dire la plus petite variation de position gérable par le dispositif. Pour chaque configuration nous effectuons dix mesures. Le retard d'entraînement du moteur n'étant pas connu, nous prenons la précaution de faire faire un certain nombre de pas au moteur lors d'un changement de sens avant d'effectuer les mesures.

Les mesures sont effectuées pour une vitesse de translation du moteur valant $5\mu m/s$ et à chaque fois pour les deux sens de déplacement du moteur. Le déplacement de la frange sélectionnée n'est mesurable que pour des translations valant au minimum 10 pas moteur soit $1\mu m$. Les translations du moteur réalisées pour ces mesures sont respectivement : $5\mu m$, $10\mu m$, $50\mu m$ et $100\mu m$.

Les tableaux 2.6 et 2.7 présentent les résultats obtenus pour les deux tables déformables, les tableaux contenant l'ensemble des mesures réalisées seront présentés en annexe (5.6, 5.7). Pour la première table, le déplacement de la table associé à un pas moteur est donc de $9,7 \times 10^{-8} \pm 6 \times 10^{-9}$ mètres. Ces résultats sont en accord avec les données constructeur qui donnent une translation de 1×10^{-7} mètres pour un pas mmoteur. Notons toutefois que ceci ne prend pas en compte les problèmes de jeu d'entraînement, et d'autre part que la dimension du pixel barrette limite la précision de mesure d'un déplacement à une valeur voisine de $0,7\mu m$. La seconde table possède des caractéristiques voisine à celle de la première. Le déplacement de la table associé à un pas moteur obtenu est de $1,0 \times 10^{-7} \pm 1 \times 10^{-8}$.

	Sensibilité moyenne de la table en mètres
moyenne	$9,7 \times 10^{-8}$
écart type	6×10^{-9}

TAB. 2.6 – Etalonnage de la sensibilité de déplacement de la table 1

	Sensibilité moyenne de la table en mètres
moyenne	$1,0 \times 10^{-7}$
écart type	1×10^{-8}

TAB. 2.7 – Etalonnage de la sensibilité de déplacement de la table 2

b) Etalonnage du jeu mécanique des moteurs

Le jeu d'entraînement des moteurs apparaît lors d'un changement de sens de déplacement. Après un changement de sens de déplacement, la longueur du déplacement réalisé par le moteur, et donc par le plateau supérieur de la table, est la longueur de déplacement à effectuer envoyée par l'utilisateur, moins la longueur correspondant au jeu d'entraînement des moteurs.

Comme précédemment, nous prenons une frange de référence et nous notons l'abscisse de son maximum avant et après chaque déplacement. A chaque déplacement le sens de la translation est changé afin de tenir compte du retard dû au jeu d'entraînement du moteur. Il suffit maintenant de faire la différence entre le déplacement attendu qui est paramétré par

l'utilisateur et celui réellement effectué pour connaître la longueur de déplacement non effectué à cause du jeu du moteur.

Les mesures sont effectuées dans les conditions suivantes. Le moteur effectue une translation de 50 pas soit $5\mu m$ à une vitesse de $5\mu m/s$, le moteur 2 effectue un déplacement de 100 pas soit $10\mu m$ toujours à la vitesse de $5\mu m/s$. Les résultats obtenus sont présentés dans les tableaux 2.8 et 2.9, pour chaque moteur dix mesures ont été effectuées afin de pouvoir faire une moyenne.

Au vu des résultats des tableaux 2.8 et 2.9, les retards d'entraînement retenus seront de 11 pas moteur pour la table 1 et de 13 pas moteur pour la table 2.

	Jeu d'entraînement en mètres	Jeu d'entraînement en pas moteur
moyenne	$1,14 \times 10^{-6}$	11
écart type	$4,11 \times 10^{-7}$	4

TAB. 2.8 – Détermination du jeu d'entraînement du moteur du module latéral 1

	Jeu d'entraînement en mètres	Jeu d'entraînement en pas moteur
moyenne	$1,30 \times 10^{-6}$	13
écart type	$5,95 \times 10^{-7}$	6

TAB. 2.9 – Détermination du jeu d'entraînement du moteur du module latéral 2

3) Précision de l'asservissement

La position de la frange achromatique pour chaque système de franges acquis par les barrettes CCD sera connue avec une certaine incertitude. La taille du pixel définit la valeur limite au delà de laquelle le système ne pourra fonctionner, tenant compte des facteurs de grandissement et de la taille du pixel, la précision ultime pouvant être atteinte est donc de $\pm 0,82\mu m$. Cependant, les bruits de mesures vont introduire des incertitudes d'un ordre de grandeur plus grand qui seront en conséquence responsables de l'ordre de grandeur de la précision de notre asservissement. L'expérimentation étant faite dans l'air et non pas dans le vide, les perturbations extérieures ont amené des fluctuations de chemins optiques qui se traduiront par des évolutions du signal d'erreur.

Le dispositif d'asservissement des télescopes latéraux dans le plan d'onde de référence est tout d'abord testé en boucle ouverte. L'ensemble des erreurs précédemment citées conduit à une fluctuation du signal d'erreur sur une plage de $\pm 2,8\mu m$. L'origine exacte de cette fluctuation ne peut être clairement identifiée puisqu'elle est constituée d'un mélange des défauts instrumentaux et des instabilités de l'atmosphère dans laquelle se trouve l'instrument. La valeur de $\pm 2,8\mu m$ va constituer la limite ultime de la précision de notre asservissement.

Outre les limites de précision, la stabilité du système impose une contrainte supplémentaire. Lors de la fermeture de la boucle d'asservissement des modules latéraux dans le plan d'onde de

référence, nous avons constaté que pour une position donnée du plan d'onde les moteurs permettant de positionner les modules latéraux étaient constamment en train d'effectuer des corrections non significatives. Ces corrections incessantes résultent principalement de l'instabilité des franges (amplitude et position du paquet) de métrologie dû aux perturbations thermiques. Pour pallier à ces problèmes d'instabilité, il a donc été nécessaire de définir une plage autour de la position du zéro du signal d'erreur dans laquelle aucune correction de position des modules latéraux ne serait effectuée afin de stabiliser le dispositif. En l'absence de cette limitation les corrections incessantes du moteur conduisent à une dégradation catastrophique des franges obtenues sur le canal scientifique de l'instrument. L'optimisation expérimentale a conduit à définir une plage de ± 7 pixels autour de la position de la frange achromatique dans laquelle aucune correction ne sera effectuée. Ces ± 7 pixels correspondent à une plage de $\pm 5,7 \mu m$. Les plateaux mobiles des deux modules latéraux possèdent donc une même incertitude. L'erreur cumulée sur la position des deux ouvertures due à la précision de l'asservissement sera notée par la suite $\Delta\delta_{dr}$.

4) Evaluation des différentes sources d'erreurs

Lors de l'analyse de la stabilité du dispositif, nous allons constater des erreurs de positionnement pouvant correspondre aux contributions suivantes :

- Erreur de lecture sur la translation micrométrique permettant l'inclinaison du front d'onde de la source.
- Erreur sur le pointage du module central par rapport à la source.
- Erreur de positionnement des tables de translation des modules latéraux dans le plan d'onde de référence défini par le module central.

L'ensemble de ces effets se traduit par un décalage des franges en sortie de l'interféromètre stellaire.

a) Erreur de lecture sur la translation micrométrique

L'inclinaison du front d'onde émis par l'objet simulé est contrôlée par une translation micrométrique qui permet de pousser la poutre sur laquelle est fixé l'ensemble du dispositif permettant de simuler l'objet (cf figures 2.4(a) et 2.4(b)).

La lecture sur la translation micrométrique permettra de déterminer l'inclinaison du front d'onde incident sur le réseau de télescopes. L'erreur de lecture sur cette translation est de $\pm 5 \mu m$. Du fait du bras de levier, cette erreur de lecture correspond à une incertitude sur la connaissance de l'inclinaison du front d'onde émis par l'objet de $\pm 2,23 \mu rad$.

Cette erreur de lecture correspond à une incertitude sur la position de la frange achromatique du signal scientifique que nous pouvons déduire de l'équation 2.23. Nous appellerons $\Delta\delta_{dl}$ ce défaut.

$$\Delta\delta_{dl} = \pm 326 \times 10^{-3} \times \tan(2,23 \times 10^{-3}) = \pm 0,73 \times 10^{-6} m \quad (2.19)$$

b) Erreur sur le positionnement des tables de translation dans le plan d'onde de référence

Comme nous l'avons vu au paragraphe IV.3), nous fixons une plage de $\pm 5,7 \mu m$ correspondant à ± 7 pixels autour de la position où nous voulons positionner la frange achromatique

de métrologie sur laquelle aucune correction ne sera appliquée afin d'éviter les oscillations parasites des modules latéraux. Cette zone morte où aucune correction n'est effectuée conduit à une incertitude associée à une différence de marche entre les deux bras du dispositif. Une incertitude sur la position des franges de $\pm 11,4 \mu m$ va au maximum résulter des défauts cumulés sur les deux dispositifs latéraux. Nous appellerons $\Delta\delta_{dr}$ cette incertitude.

c) Incertitude totale pour un pointage fixe

L'ensemble des incertitudes mentionnées précédemment correspondent à des phénomènes indépendants. L'effet cumulatif des ces erreurs doit donc être répercuté sur les erreurs quadratiques. L'incertitude totale $\Delta\delta_d$ va donc être :

$$\Delta\delta_d = \sqrt{(\Delta\delta_{dl})^2 + (\Delta\delta_{dr})^2} = \sqrt{(\pm 0,73 \times 10^{-6})^2 + (\pm 11,4 \times 10^{-6})^2} = \pm 11,4 \mu m \quad (2.20)$$

L'incertitude calculée ($11,4 \mu m$) est relativement inférieure à la longueur de cohérence de la source (une quarantaine de microns) et à la plage d'étirement de la fibre par la céramique piézoélectrique (une centaine de microns) et permet par conséquent de pouvoir conserver les franges d'interférence malgré les erreurs citées précédemment.

Notons toutefois que l'incertitude calculée ci dessus ne tient pas compte des effets thermiques sur le dispositif fibré. Ceux-ci influent malgré tout sur la position des franges en sortie du recombineur dans la mesure où les longueurs de fibres ne sont pas asservies.

d) Evaluation du décalage du paquet de franges résultant d'une erreur de pointage

Nous voulons connaître l'effet d'une erreur de pointage sur la position du paquet de franges en sortie du recombineur. En effet, une erreur de pointage va occasionner un défaut de différence de marche entre les deux bras du dispositif et donc par conséquent créer un décalage de la position des franges du signal scientifique. Dans ce but, nous fixons une direction d'émission pour la source scientifique qui restera la même pendant toute la durée des mesures permettant d'évaluer le décalage des franges. Le module de pointage est dans un premier temps désaligné, ce qui induit une inclinaison du plan d'onde de référence résultant en un mouvement des modules latéraux pour se repositionner dans le plan d'onde de référence. Le module de pointage est dans un second temps réaligné avec la direction d'émission de la source conduisant à un repositionnement des modules latéraux dans le plan d'onde de la source. La comparaison entre les positions initiales et finales de la frange achromatique du signal scientifique indique l'influence de l'erreur de pointage sur la position du paquet de franges.

Nous appellerons $\Delta\delta_{dp}$ l'incertitude sur la connaissance de la position des franges qui va en résulter. La moyenne effectuée sur trente mesures nous donne un $\Delta\delta_{dp}$ s'élevant à $\pm 8 \mu m$. Notons cependant que ce résultat tient compte des effets thermiques sur la partie fibrée du dispositif résultant en une dérive des franges d'interférence.

5) Performances du dispositif

L'obtention des franges d'interférence sur la voie scientifique est observée dans un premier temps à la sortie interférométrique de la cascade de coupleurs. Pour ce faire nous allons compenser les différences de chemin optique présentes entre les deux bras de l'interféromètre en actionnant les lignes à retard. Une fois cette étape réalisée, nous allons changer la direction d'émission de l'objet simulé. Nous devons alors procéder successivement aux étapes suivantes :

- Réalignement du dispositif de pointage du module central (ceci conduit à l'inclinaison du plan d'onde de référence).
- Repositionnement des tables des modules latéraux par asservissement sur le plan d'onde de référence généré par le module central.
- Compensation du basculement des fronts d'onde dans le système d'injection des modules latéraux grâce à l'asservissement tip-tilt.

L'ensemble de ces procédures automatisées ou semi-automatisées doit permettre d'observer de façon continue les franges d'interférence scientifique en sortie de l'instrument.

Après avoir contrôlé qualitativement le fonctionnement du dispositif, nous allons procéder à une série de mesures complémentaires. Le déplacement de l'enveloppe des franges et l'évolution de son contraste vont nous permettre d'évaluer plus finement les performances du système de compensation.

Lors d'une évolution de l'inclinaison de la source, il est possible de constater une conservation de la qualité du contraste des franges, ainsi qu'un glissement du paquet de franges lié directement à l'inclinaison de l'onde incidente.

Ce glissement du paquet de franges est dû à un défaut de positionnement du miroir collecteur dans le plan d'onde de référence. Ce défaut est la somme d'un défaut constant δ_1 compensé par les lignes à retard, et d'un défaut δ_2 qui lui est variable et dépend directement de l'angle d'inclinaison du front d'onde émis par l'objet, comme nous l'avons déjà vu dans le paragraphe II.2).b).4 page 40. Les effets différentiels du défaut δ_2 sur les deux modules latéraux correspondent à une différence de marche entre les deux bras du dispositif qui justifie le déplacement des franges précédemment évoqué. Nous allons donc mesurer ce décalage du paquet de franges en fonction de l'angle d'inclinaison du front d'onde incident et comparer les résultats obtenus à ceux attendus théoriquement.

Nous rappelons l'expression analytique de δ_2 représentée sur la figure 2.27(a) :

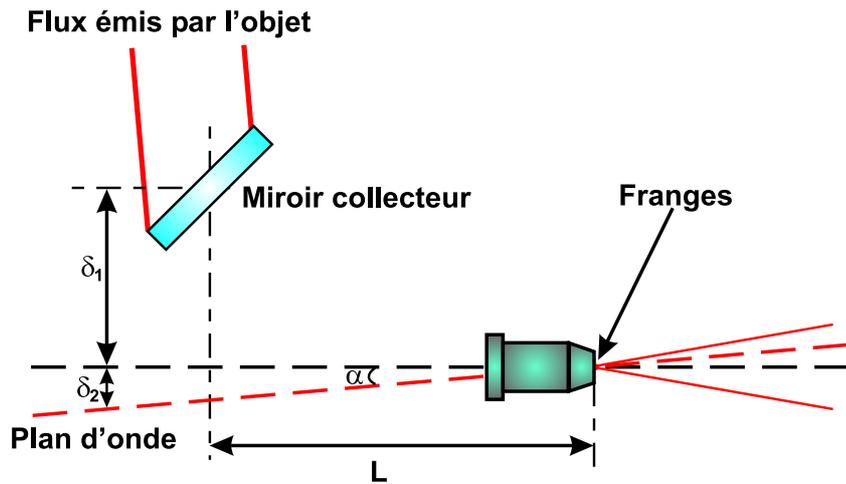
$$\delta_2 = L \tan \alpha \quad (2.21)$$

Ici, α représente l'angle d'inclinaison du front d'onde émis par l'objet simulé, et L la distance entre le point de formation des franges et l'axe du miroir collecteur. Si cette distance est nommée L_1 pour le miroir supporté par la table de translation 1 et L_2 pour celui supporté par la table 2, la différence de marche δ_d due au défaut de positionnement des miroirs entre les deux bras peut alors s'écrire :

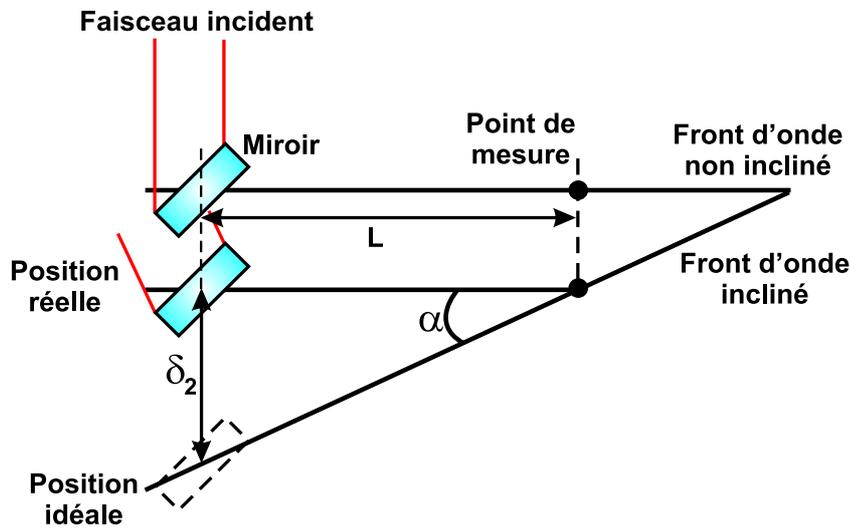
$$\delta_d = L_1 \tan \alpha + L_2 \tan \alpha = (L_1 + L_2) \times \tan \alpha \quad (2.22)$$

Les valeurs de L_1 et L_2 pour notre dispositif expérimental sont respectivement 162 mm et 164 mm. La différence de marche δ_d peut donc être écrite :

$$\delta_d = (162 \times 10^{-3} + 164 \times 10^{-3}) \tan \alpha = 326 \times 10^{-3} \tan \alpha \quad (2.23)$$



(A)



(B)

FIG. 2.27 – Schémas représentant le défaut de positionnement du miroir collecteur dans le plan d'onde de référence. Les franges d'interférence matérialisant le plan d'onde sont formées sur l'objectif de microscope. Ce sera donc l'objectif de microscope qui sera positionné dans le plan d'onde de référence et non le miroir collecteur.

Les résultats obtenus sont présentés dans le graphe de la figure 2.28. Pour chaque position, trente mesures ont été effectuées afin d'obtenir une position moyenne du paquet de franges et un écart type sur cette position.

Les mesures du déplacement des franges d'interférences en fonction de l'angle d'inclinaison du front d'onde sont en accord avec les valeurs théoriques calculées compte tenue des incertitudes dues aux différentes sources d'erreurs détaillées dans le paragraphe précédent. Les barres d'erreurs obtenues expérimentalement ($10,9 \mu m$) correspondent bien à l'incertitude calculée dans le paragraphe c) ($11,4 \mu m$). De plus nous obtenons des franges d'interférence possédant

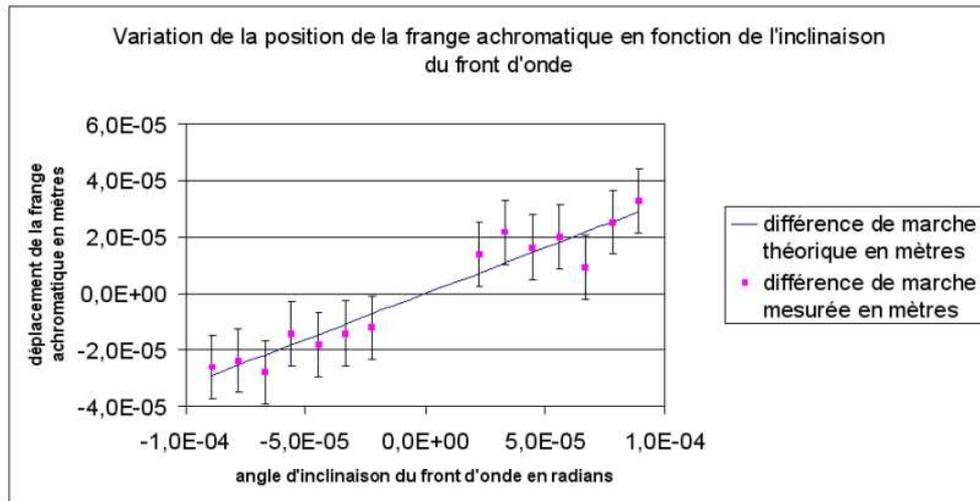


FIG. 2.28 – Variation de la position du paquet de franges en fonction de l'angle d'inclinaison du front d'onde. La droite représente la variation de position théorique, et les points la variation de la position obtenue par la mesure.

un contraste élevé puisque celui ci varie entre 85 et 92 %.

La procédure de mesure étant longue (une dizaine de minutes par mesure), l'ensemble des mesures précédentes ont été étalées sur une demi-journée. Les positions des franges mesurées tiennent par conséquent compte de la lente dérive des franges due aux effets thermiques. Dans notre étude, nous avons décidés de négliger ces effets et de les limiter en isolant une grande portion de la partie fibrée du dispositif dans une boîte en polystyrène.

V Conclusion

Les résultats expérimentaux que nous venons de présenter permettent de valider le concept proposé pour le positionnement des différentes ouvertures d'un interféromètre dans le même plan d'onde. Notons que cette fonction n'avait jamais été réalisée jusqu'à ce jour et constituait un chaînon manquant pour la réalisation d'un interféromètre stellaire.

Cette étude expérimentale est une démonstration de principe qui a été validée par un prototype de laboratoire mais le passage à un cas réel pourra être facilement extrapolé à partir des données ainsi recueillies.

Un certain nombre de simplifications expérimentales nous a conduit à un résultat concernant la précision angulaire du positionnement dans le plan d'onde de référence de $12,5 \mu rad$. Cette valeur supérieure à la précision requise dans notre exemple proposé dans la première partie de ce manuscrit montre que certaines améliorations techniques devront être apportées dans le cas d'un dispositif de 100 mètres de base. En effet, dans le cas d'une observation réalisée par un tel dispositif avec une longueur de cohérence de $100 \mu m$ la précision angulaire nécessaire serait de $\pm 1 \mu rad$. Cependant le principe même de ce dispositif n'est pas à remettre en question. Notons de plus que cette précision angulaire de $12,5 \mu rad$ a été calculée à partir des données expérimentales qui sont pénalisées par des phénomènes supplémentaires comme la turbulence atmosphérique et l'instabilité des fibres optiques qui n'étaient pas asservies. La valeur de $12,5 \mu rad$ obtenue est donc pessimiste car la situation d'un interféromètre dans l'espace (sans turbulences atmosphériques) et l'asservissement de la longueur des fibres permettraient de réduire de façon significative l'étendue des barres d'erreurs.

D'autre part nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que les caractéristiques du matériel utilisé pour réaliser cette étude ne constituaient pas un optimum des possibilités techniques actuelles et que moyennant un investissement financier plus important, des améliorations sensibles sont facilement accessibles. Les performances du dispositif permettent malgré tout de travailler dans la longueur de cohérence de la source comme nous l'avions souhaité au début de cette étude expérimentale. Le dispositif pourrait par la suite être amélioré. Dans ce but, deux voies pourraient être suivies :

- La première consiste à améliorer la précision de positionnement des modules latéraux. Il suffirait pour cela d'optimiser plusieurs éléments de notre dispositif :
 - * Dans un premier temps, l'amélioration du pointage de la source en augmentant le grandissement du spot sur la caméra.
 - * Dans un second temps, l'utilisation d'un détecteur plus précis pour observer les franges de métrologie permettant la génération du plan d'onde de référence.
- La seconde voie consiste à augmenter la vitesse de la boucle d'asservissement.

Enfin, l'étude relatée dans ce manuscrit se limite au cas d'un dispositif de deux ouvertures espacées de 2,5 mètres. Cependant la méthode décrite pourrait être appliquée à un plus grand nombre d'ouvertures. Par ailleurs, il est bien évident que la dimension de la base réalisée sur notre prototype n'a d'intérêt que pour la démonstration de principe de notre méthode. Dans le cas d'un dispositif utilisable pour réaliser des observations stellaires, la base de l'interféromètre devrait atteindre plusieurs dizaines de mètres ce qui impliquerai une contrainte beaucoup plus strict en ce qui concerne le positionnement angulaire par rapport au plan d'onde de référence, ainsi qu'un pointage beaucoup plus précis de l'étoile à observer.

Antenne synthétique

Dans le chapitre précédent, nous avons réalisé l'étude d'un dispositif de synthèse d'ouverture utilisé en réception pour l'observation d'objets stellaires. Cependant, la synthèse d'ouverture peut être utilisée aussi pour des systèmes émetteurs. Dans ce contexte, nous présentons dans ce chapitre une étude financée par le CNES ayant pour thème la synthèse d'ouverture appliquée à la conception d'une antenne synthétique optique en émission pouvant être utilisée pour les communications intersatellites.

En effet, les propriétés des ondes électromagnétiques dans le domaine optique possèdent un potentiel qui place les ondes lumineuses comme un outil majeur des télécommunications. Ces aptitudes résultent de la très haute fréquence de la porteuse qui permet d'obtenir des débits très importants ainsi que les faibles longueurs d'ondes associées conduisant à une bonne directivité d'émission où à un très bon confinement dans les guides. Ainsi, le domaine de l'optique devient de plus en plus performant pour les communications terrestres ou spatiales. Les télécommunications par fibres optiques (pour les communications terrestres) et le projet silex (pour les communications spatiales) [Oppenhaeuser 90] sont une très bonne illustration de cette tendance.

Illustrons dans un premier temps les performances accessibles par des antennes optiques dans l'espace. Dans ce contexte, il est possible d'utiliser des antennes optiques synthétiques composées d'un ensemble de télescopes. Le potentiel de l'utilisation de l'optique s'exprime très clairement par rapport au domaine micro-onde. Prenons pour exemple une antenne optique de 25 cm de diamètre alimentée par un laser émettant à une longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$, la surface éclairée à une distance de 40 000 km sera approximativement de 590 m. Si dans les mêmes conditions, une antenne micro-onde émet une onde de fréquence porteuse de 20 GHz (longueur d'onde de 1,5 cm); la zone irradiée à la même distance serait alors 5 900 km soit dix mille fois plus importante. Il apparaît donc qu'à puissance émise constante, l'intensité (puissance émise par angle solide) est considérablement plus importante dans le cas d'une antenne optique. Cette propriété permet d'envisager un rendement énergétique de transmission entre deux antennes optiques avec des performances inaccessibles dans le domaine micro-onde.

Cependant, cette grande directivité ne peut être exploitée qu'au prix de l'utilisation de systèmes de pointage très précis permettant de mettre en regard les antennes émettrices et réceptrices. En effet, une petite erreur de visée, due à un défaut d'alignement ou à une instabilité du satellite, peut conduire à un déplacement du lobe de diffraction de la source d'une quantité telle que le télescope de réception ne se trouve plus illuminé.

D'autre part, l'utilisation de l'optique pour réaliser une antenne de télécommunication peut s'appuyer sur des technologies matures comme les fibres optiques, l'optique intégrée, les lasers fibrés et des détecteurs performants. Cette option nécessite la maîtrise du transport cohérent du flux lumineux étudié dans notre équipe à l'aide des fibres optiques unimodales hautement biréfringentes.

Si les premières démonstrations ont été effectuées avec des télescopes monolithiques, les réseaux de télescopes présentent des caractéristiques attractives comparées à un seul télescope de surface effective d'émission ou de réception équivalente. Ce type de technique a déjà été étudié dans le domaine micro-onde. Les principaux avantages sont :

- la modularité.
- la redondance (pour grand nombre d'ouverture, la défection de l'une d'elle est compensée

par les autres).

- l’agilité de pointage (possibilité de diriger avec une grande résolution le lobe principal d’émission) en trois étapes.
- la réduction de la masse et du volume.

Cependant, pour que le système soit performant, un certain nombre de conditions sont requises :

- La différence de trajet optique doit être contrôlée sur une plage de variation inférieure à la longueur de cohérence de la source avec une précision submicronique.
- L’état de polarisation des champs émis par les différentes ouvertures doivent être identiques afin d’avoir une superposition cohérente.
- Les lobes d’émission des différents télescopes doivent se recouvrir.

Depuis plusieurs décennies maintenant, plusieurs dispositifs de synthèse d’ouverture, dont les objectifs étaient différents, ont été mis en place et étudiés. Cependant très rare sont les dispositifs expérimentaux permettant d’émettre de la lumière. Ainsi, l’un des premiers réseaux de télescopes à avoir vu le jour dans les années soixant-dix est le Multiple Mirrors Telescopes (**MMT**) à l’Air Force Weapons Laboratory. Destiné à faire de l’imagerie, il est constitué de six télescopes de 1,8 mètre de diamètre chacun. Le fonctionnement dans son mode interférométrique a été rendu possible par l’ajustement des longueurs de chemins optiques entre ses télescopes individuels [Hege 85]. En 1992 une mise au point stable et une mise en phase du MMT est accomplie [Wizinowich 92]. Le principal problème du MMT est qu’il ne peut être cophasé que sur des étoiles brillantes. De plus, l’interféromètre est soumis à des problèmes d’instabilité de longueur de chemins optiques dues aux mouvements du réseau, aux variations de température et à une dérive incontrôlée dans le temps de celle-ci.

Plus tard, dans les années quatre-vingts, le **Phasar** est implémenté à l’Air Force Weapons Laboratory. Il s’agit d’un réseau de trois télescopes phasés, de 0,1 mètre de diamètre chacun, fonctionnant en émission. Un contrôle automatique fournit une harmonisation des chemins optiques et de l’inclinaison des fronts d’ondes (tilt) de chaque télescope. Le contrôle de la différence de chemins optiques (piston) est effectué en analysant la visibilité et l’asymétrie de la figure d’interférence des échantillons des faisceaux des télescopes voisins [Fender 88, Voelz 88]. Le tilt et le piston sont actualisés à l’aide d’OPDA (Optical Path Difference Adjuster). Ces OPDA sont des miroirs équipés de trois translations PZT et d’une translation "Burleigh Inchworm". Ce dispositif, utilisant des composants non fibrés, permet d’avoir une plage de pointage angulaire de $100 \mu rad$, de maintenir la différence de marche avec une précision de 35 nm et de maintenir le tilt avec une précision de $0,4 \mu rad$.

Par la suite, a été conçu le Multipurpose Multiple Telescope Testbed (**MMMTT**) qui est un réseau de télescopes phasés à large champ dont le but principal est de faire de l’imagerie [de Hainaut 88, Gonglewski 88]. Ce dispositif est constitué de quatre télescopes de 20 cm de diamètre et nécessite un contrôle du piston, du tilt, mais aussi de la géométrie transversale des pupilles. Les détections du tilt et du piston se font par l’intermédiaire d’un faisceau laser argon multi-ligne injecté en inverse dans le système. Ce faisceau est réfléchi par des rétros miroirs qui sont placés sur les bords des télescopes. Le tilt est détecté de la même manière que pour le Phasar. Les résultats expérimentaux [DeHainaut 95] indiquent que la dégradation des images d’objets en dehors de l’axe du réseau sont dues à la limitation de la source de test et non

au réseau de télescopes lui-même, ce qui laisse penser que le champ (FOV) serait supérieur à $\pm 1,2 \text{ mrad}$.

D'autre part, à l'université de Technologie de Vienne, une antenne d'émission fibrée réalisée avec un réseau de trois télescopes a été étudiée. Un faisceau source divisé en trois par une pyramide séparatrice est dirigé vers trois lentilles de $400 \mu\text{m}$ de diamètre chacune puis ensuite injecté dans des fibres optiques qui elles mêmes éclairent trois autres lentilles. Des petits miroirs échantillonnent les fronts d'onde à la sortie de ces dernières. Ces échantillons sont dirigés vers des détecteurs qui analysent les fronts d'onde. L'information sur le piston est dirigée vers une unité de contrôle permettant une correction de celui-ci [Leeb 94, Neubert 93, Neubert 91]. Plusieurs méthodes permettant un contrôle du tilt sont par ailleurs indiquées. Une intensité valant 94 % de l'intensité prévue est atteinte [Neubert 92] l'angle de pointage mesuré est de $0,5 \text{ mrad}$ avec un temps de réponse de $0,5 \text{ msec}$. Un angle de pointage de $2,5 \text{ mrad}$ est possible [Neubert 94] mais avec des pertes importantes, le temps de réponse est de $0,7 \text{ ms}$.

Quelques années après, dans cette même équipe de recherche, un réseau de télescopes en réception, fibré avec des coupleurs directionnels en optique intégrée a été réalisé en premier lieu à quatre ouvertures, chacune de $2,7 \text{ mm}$ de diamètre et de longueur focale 15 mm , recouverte d'un dépôt anti-réflexion pour une longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ [Kudielka 97, Kudielka 94a, Kudielka 94b]. Ensuite un réseau de seize ouvertures de 25 mm de diamètre chacune avec une longueur focal valant $92,5 \text{ mm}$ a été étudié [Kudielka 97, Kudielka 94a, Kalmar 98]. Une source laser unique ($1,064 \mu\text{m}$) est séparée en autant de faisceaux que de télescopes à l'aide de coupleurs directionnels. La correspondance entre les résultats théoriques et les mesures effectuées est assez bonne. L'angle de pointage obtenu est de $125 \mu\text{rad}$. Le temps de réponse pour un angle de pointage de $54 \mu\text{rad}$ était prévu à $0,7 \text{ msec}$ et a été mesuré à $0,78 \text{ msec}$.

Dans ce chapitre, je présente l'étude d'une antenne synthétique optique utilisant des fibres en silice. Dans une première partie, je présenterai le principe général de fonctionnement d'un tel dispositif. Ensuite, je réaliserai une modélisation mathématique de l'onde émise par une antenne synthétique puis montrerai à l'aide de simulations numériques la nécessité d'asservir la longueur de chemin optique sur les différents bras de l'antenne. Dans une seconde partie, je présenterai le dispositif de métrologie utilisé afin d'obtenir le signal d'erreur permettant de réaliser l'asservissement précédemment cité. Enfin, dans une troisième et dernière partie, je présenterai le dispositif expérimental et les résultats qu'il a permis d'obtenir.

I Etude théorique d'une antenne synthétique fibrée

1) Fonctionnement d'une antenne synthétique fibrée

a) Principe général d'une antenne synthétique fibrée

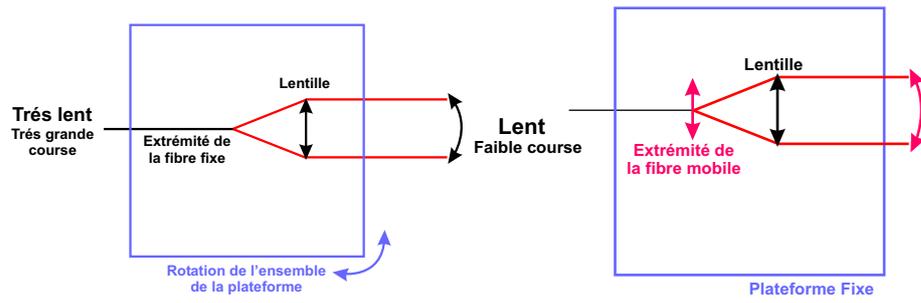
Une antenne synthétique optique est un réseau de lentilles élémentaires dont l'objectif est de reconstruire en sortie du dispositif une onde par parties en prenant soin de raccorder les plans d'onde de chaque antenne élémentaire et d'aligner les lobes d'émissions de chaque sous pupilles afin de pouvoir profiter des avantages cités, en introduction, liés à l'utilisation d'une longueur d'onde optique.

Le flux provenant d'une source lumineuse unique alimente le réseau de lentilles synthétisant une antenne optique de grande dimension. Des fibres optiques en silice acheminent de manière cohérente le flux lumineux entre la source et les antennes élémentaires. Le dispositif d'émission ainsi réalisé va pouvoir fonctionner selon deux modes différents :

- Un mode incohérent, pour lequel la simple superposition en intensité conduit à une divergence importante et un pointage peu précis. L'utilisation de ce mode permettrait d'éclairer une surface beaucoup plus importante afin de localiser de façon grossière le récepteur dans une première phase d'initialisation de la liaison.
- Un mode cohérent, pour lequel la directivité sera beaucoup plus importante permettant un pointage beaucoup plus fin. Une concentration de l'énergie et une agilité accrue du pointage. Le pointage de l'antenne nécessite plusieurs étapes :
 - * Un pointage grossier qui s'effectue par rotation mécanique de l'ensemble du réseau. Ce pointage est très lent mais permet d'avoir une très grande course : 360° avec une résolution de l'ordre de $300\mu rad$ pour une plateforme spatiale (figure 3.1(a)).
 - * Un pointage fin qui se fait par déplacement de l'extrémité des fibres dans le plan focal des lentilles, ce qui a pour effet d'incliner le faisceau de rayons parallèles émergeant des lentilles (appelé tilt). Ce pointage est rapide (de l'ordre de la microseconde) et possède une faible course : quelques centaines de microradians avec une résolution pouvant varier de $0,5$ à $1\mu rad$ avec des composants disponibles dans le commerce(figure 3.1(b)).
 - * Un pointage très fin réalisé en mode interférométrique par modulation de la longueur de chemin optique des différentes voies du réseau (appelé piston). Ce pointage est très rapide (de l'ordre de quelques dixièmes de microsecondes) mais a une très faible course : de l'ordre du microradian avec une résolution pouvant varier de $0,05$ à $0,1\mu rad$ (figure 3.1(c)) pour un réseau de deux ouvertures séparées centre à centre d'une vingtaine de centimètres.

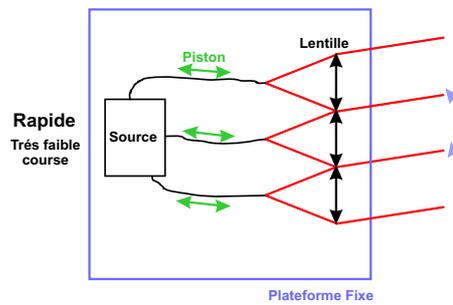
Dans cette étude, je propose de réaliser l'étude expérimentale d'une antenne synthétique émettrice fibrée dont le pointage sera effectué en deux étapes (figure 3.3). La première étape sera un pointage fin effectué par le déplacement des extrémités des fibres dans le plan focal des lentilles. La seconde étape sera un pointage très fin réalisé par la modulation des chemins optiques sur les différents bras de l'antenne.

Le second objectif de cette étude sera de démontrer la possibilité de réaliser l'asservissement des chemins optiques sur les différents bras de l'antenne afin de conserver la direction de pointage du dispositif malgré les perturbations extérieures et les vibrations internes au système.



(A) Pointage par rotation de l'ensemble du dispositif

(B) Pointage par déplacement de l'extrémité des fibres dans le plan focal des lentilles



(C) Pointage par modulation de la longueur de chemin optique

FIG. 3.1 – Représentation schématique des différentes étapes de pointage

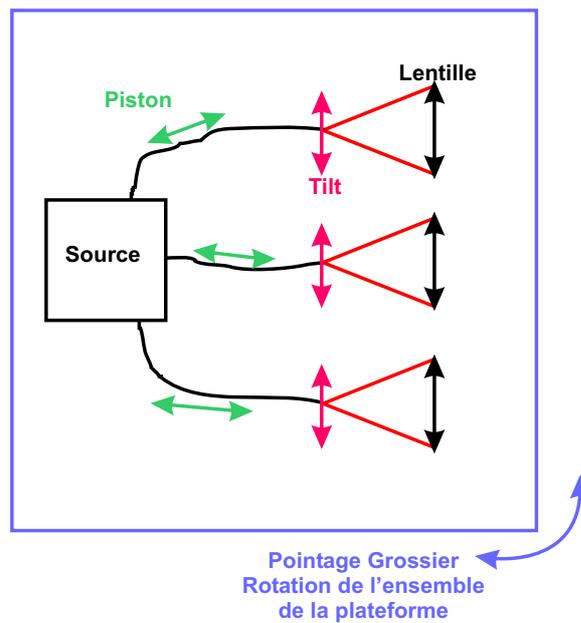


FIG. 3.2 – Schéma d'un dispositif contenant les trois étapes de pointage

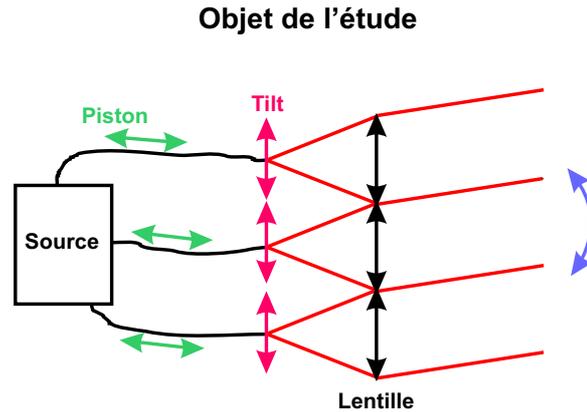


FIG. 3.3 – Etapes de pointage destinées à être réalisées dans cette étude

b) Les différentes fonctions nécessaires à la mise en œuvre expérimentale

La réalisation expérimentale d'une antenne synthétique nécessite la mise en place d'un certain nombre de fonctions représentées sur la figure 3.4. Le schéma présente le cas particulier d'un réseau de deux ouvertures qui fera l'objet de notre dispositif expérimental. Le raccordement des fronts d'onde en sortie de l'instrument impose un contrôle précis de la phase des ondes émises par chaque lentille élémentaire. Un dispositif de métrologie est par conséquent utilisé afin d'obtenir un signal d'erreur destiné à l'asservissement des chemins optiques sur les différents bras de l'antenne.

Les différentes fonctions constituant l'antenne sont les suivantes :

- Le premier élément à mettre en place est la source de lumière permettant d'alimenter le réseau de lentilles (fonction **1**). La source utilisée est choisie avec une longueur de cohérence importante de façon à relâcher les contraintes sur la différence de marche et sur la dispersion chromatique entre les deux bras de l'antenne.
- L'utilisation d'une source unique pour alimenter plusieurs lentilles nécessite un dispositif permettant de diviser le faisceau émis par la source en autant de sous faisceaux que d'ouvertures à éclairer (fonction **2**).
- La fonction **3** permet de moduler temporellement la longueur de chemin optique des champs lumineux sur chaque voie du dispositif. C'est à partir de cette fonction que le terme appelé piston (défini dans le paragraphe suivant) sera généré.
- Les champs lumineux sont acheminés jusqu'aux ouvertures par l'intermédiaire de fibres optiques. Les extrémités de ces fibres doivent être positionnées précisément dans le plan focal des lentilles utilisées (fonction **4**). Un dispositif permet ensuite de contrôler le décalage des extrémités des fibres dans le plan focal des ouvertures afin de pouvoir créer une inclinaison du front d'onde en sortie de l'instrument (fonction **5**). Cette dernière fonction permet de générer le terme qui par la suite sera appelé tilt (cf paragraphe suivant).
- La fonction suivante est le réseau de deux lentilles (fonction **6**). Ces dernières sont éclairées par les fibres optiques et émettent des faisceaux de rayons parallèles.
- Un système de métrologie (fonction **7**) associé à un module de traitement du signal (fonction **8**) permet de générer le signal d'erreur destiné à l'asservissement du piston. Cette

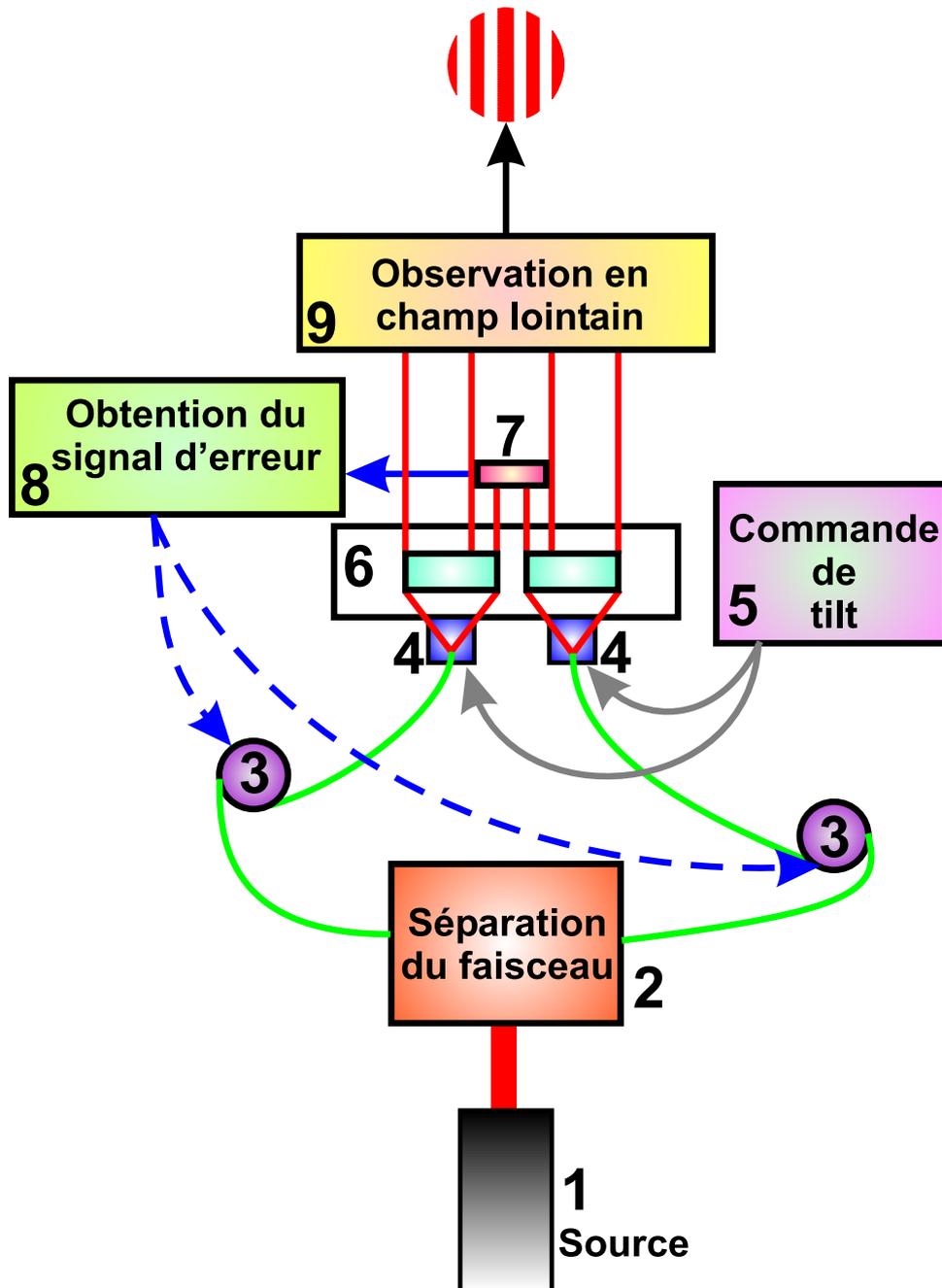


FIG. 3.4 – Schéma représentant les différentes fonctions nécessaires à la réalisation d'une antenne synthétique

dernière fonction, nécessitant la mise en place de filtres PID pour boucler l'asservissement, ne sera pas réalisée dans cette étude expérimentale (flèches en pointillés sur la figure).

- Enfin, nous utilisons un dispositif permettant d'imager en champ lointain la figure de diffraction du réseau afin de pouvoir visualiser la figure diffractée à l'infini en sortie de l'antenne (fonction 9).

2) Modélisation mathématique de l'onde émise par une ouverture synthétique

L'objectif de ce paragraphe est de modéliser mathématiquement l'onde émise par une ouverture synthétique afin de comprendre les phénomènes physiques permettant de réaliser le pointage de l'antenne. Le réseau est constitué de lentilles élémentaires éclairées par des fibres optiques. Pour décrire analytiquement le dispositif, nous nous plaçons dans le plan contenant les lentilles ou plan pupille et nous prenons un repère cartésien utilisant comme origine O le centre de symétrie de l'antenne (figure 3.5).

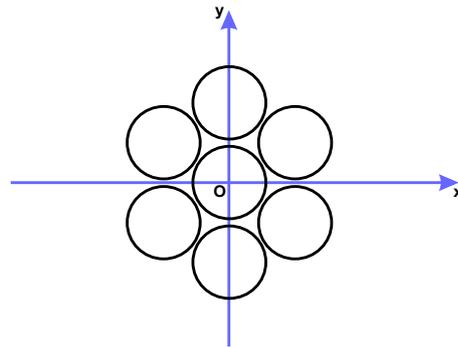
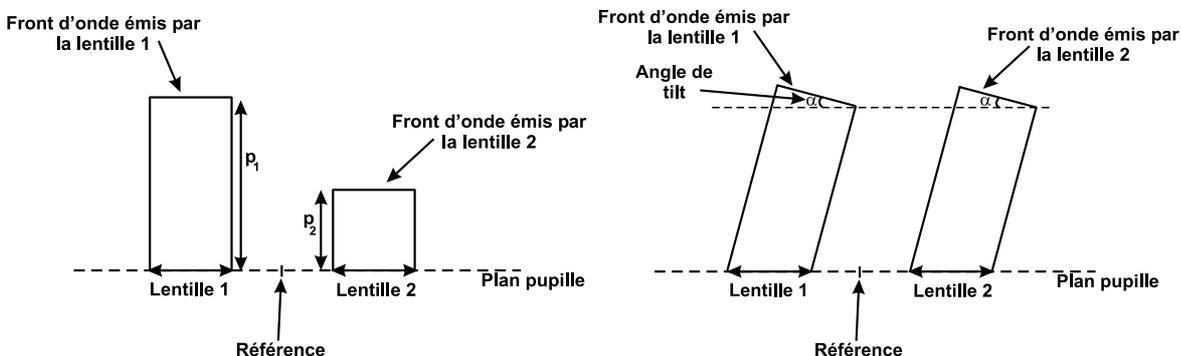


FIG. 3.5 – Exemple d'un réseau de sept lentilles.

A ce stade du manuscrit, je vais définir les deux termes de "tilt" et de "piston" impliqués dans le principe de pointage d'une ouverture synthétique :

- Le piston est défini comme une différence de chemin optique globale entre l'un des bras du réseau et une onde de référence 3.6(a). Le piston sera généré par étirement des fibres et résultera en un déplacement longitudinal des plans d'onde émergeant des lentilles.
- Le tilt est défini comme l'inclinaison du faisceau émis par les lentilles 3.6(b). Dans notre configuration, il résulte du déplacement de l'extrémité des fibres optiques dans le plan focal des lentilles.



(A) Représentation schématique du piston pour un réseau de deux lentilles

(B) Représentation schématique du tilt pour un réseau de deux lentilles

FIG. 3.6 – Représentation du tilt et du piston dans le cas d'un réseau de deux lentilles.

Par la suite, le piston sera noté p dans les équations alors que le tilt sera représenté par les angles α et β que fait le plan d'onde émis avec le plan contenant les différentes ouvertures du réseau.

La modélisation mathématique de l'onde émise par une ouverture synthétique va être faite pas à pas en partant du cas le plus simple d'une seule lentille. Le cas d'un réseau de deux ouvertures sera ensuite traité puis étudié expérimentalement dans le paragraphe III.1) page 113. Je présenterai enfin le cas général d'un réseau de N ouvertures.

a) Champ émis par une lentille

a).1 Champ émis par une lentille centrée à l'origine du repère sans piston ni tilt

Calculons le champ émis par une lentille alimentée par une fibre dont l'extrémité est placée au foyer de la lentille. Dans le plan pupille (x,y) , nous avons :

$$E(x, y) = E_0 \times \tau(x, y) \times e^{-\pi \frac{x^2+y^2}{w^2}} \quad (3.1)$$

où :

- E_0 est l'amplitude de l'onde émise.
- $\tau(x, y)$ est la fonction de transparence de la lentille définie de la façon suivante :

$$\tau(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{si } x^2 + y^2 \leq a^2 \\ 0 & \text{dans tout les autres cas.} \end{cases} \quad (3.2)$$

a représentant ici le rayon de la lentille.

- $e^{-\pi \frac{x^2+y^2}{w^2}}$ représente la répartition gaussienne de l'onde qui correspond à la transformée de Fourier de la répartition du champ modal de la fibre (approximation de bonne qualité) où w est le rayon de l'onde gaussienne à $\frac{1}{e}$.

a).2 Champ émis par une lentille centrée à l'origine du repère avec piston et sans tilt

Si nous considérons maintenant que l'onde précédente a une phase constante associée au piston p , par rapport à une onde de référence (figure 3.6(a)), le champ émis devient alors :

$$E(x, y) = E_0 \times \tau(x, y) \times e^{-\pi \frac{x^2+y^2}{w^2}} \times e^{2j\pi \frac{p}{\lambda}} \quad (3.3)$$

a).3 Champ émis par une lentille centrée à l'origine du repère avec piston et tilt

Si de plus l'extrémité de la fibre se trouve décalée de (u_0, v_0) dans le plan focal de la lentille, l'onde émise contient en plus un terme de phase linéaire φ_t qui vaut :

$$\varphi_t = 2\pi \left(\frac{x\alpha_0}{\lambda} + \frac{y\beta_0}{\lambda} \right) \quad (3.4)$$

En effet, nous avons :

$$\varphi_t = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} (\delta_x + \delta_y) \quad (3.5)$$

Nous pouvons calculer δ d'après le schéma de la figure 3.7 sur laquelle :

- (u, v) le système de coordonnées dans le plan contenant l'extrémité de la fibre. Il est parallèle au plan défini par la lentille.

- f est la distance focale de la lentille.
- (α_0, β_0) sont les angles que font le rayon passant par le centre de la lentille avec les axes de symétrie de celle-ci.
- δ_x (δ_y) représente la différence de marche en un point d'abscisse x (d'ordonnée y) du plan d'onde émergeant de la lentille.

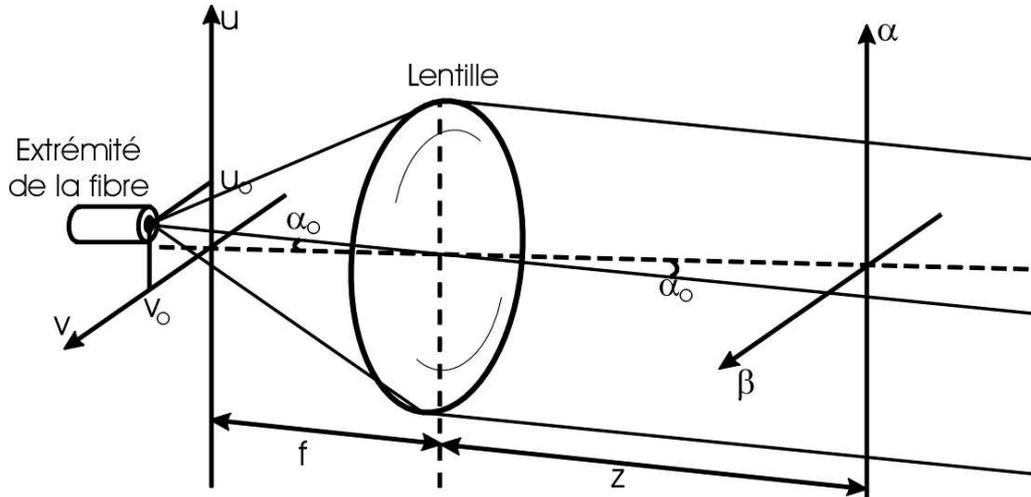


FIG. 3.7 – Le déplacement de l'extrémité de la fibre dans le plan focal (u, v) de la lentille implique un déplacement angulaire (α_0, β_0) du maximum de diffraction du spot dans le plan de Fourier (α, β) de la lentille.

Nous pouvons donc exprimer δ_x en fonction de x et de α_0 :

$$\delta_x = x \tan \alpha_0 \quad (3.6)$$

Nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation paraxiale (approximation des petits angles) :

$$\alpha_0 \approx \tan \alpha_0 \quad (3.7)$$

Il est possible d'exprimer α_0 en fonction de u_0 et de f ; nous obtenons :

$$\tan \alpha_0 = \frac{u_0}{f} \quad (3.8)$$

ce qui équivaut à :

$$\alpha_0 \approx \frac{u_0}{f} \quad (3.9)$$

Ceci nous permet d'exprimer δ_x en fonction de u_0 et f :

$$\delta = x \alpha_0 = x \frac{u_0}{f} \quad (3.10)$$

Cette différence de marche correspond à un décalage en u de la fibre dans le plan focal de la lentille. La fibre n'est pas seulement décalée en u mais aussi en v . La différence de marche correspondant au décalage de la fibre dans le plan focal de la lentille va donc être une combinaison de la différence de marche correspondant à un décalage en u et de la différence

de marche correspondant à un décalage en v . L'extrapolation du résultat trouvé pour δ_x nous permet de déduire l'expression de δ_y :

$$\delta_y = y\beta_0 = y \frac{v_0}{f} \quad (3.11)$$

Ceci nous permet de déterminer l'expression de δ :

$$\delta = \delta_x + \delta_y = x\alpha_0 + y\beta_0 = x \frac{u_0}{f} + y \frac{v_0}{f} \quad (3.12)$$

Le champ de l'onde émergeant de la pupille centrée en O peut alors s'écrire :

$$E(x, y) = E_0 \times \tau(x, y) \times e^{-\pi \frac{x^2+y^2}{w^2}} \times e^{2j\pi \frac{p}{\lambda}} \times e^{2j\pi \left(\frac{x\alpha_0}{\lambda} + \frac{y\beta_0}{\lambda} \right)} \quad (3.13)$$

a).4 Champ émis par une lentille décentrée avec piston et tilt Si la lentille n'est plus centrée à l'origine du repère mais en un point de coordonnées (x_0, y_0) , alors l'onde émise par la lentille est de la forme :

$$E(x, y) = \left(E_0 \times \tau(x, y) \times e^{-\pi \frac{x^2+y^2}{w^2}} \times e^{\frac{2j\pi p}{\lambda}} \times e^{2j\pi \left(\frac{x\alpha_0}{\lambda} + \frac{y\beta_0}{\lambda} \right)} \right) * \left(\delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \right) \quad (3.14)$$

D'une manière plus générale, la lentille k centrée au point de coordonnées (x_k, y_k) et possédant un piston p_k va émettre une onde de la forme :

$$E_k(x, y) = \left(E_0 \times \tau(x, y) \times e^{-\pi \frac{x^2+y^2}{w^2}} \times e^{\frac{2j\pi p_k}{\lambda}} \times e^{2j\pi \left(\frac{x\alpha_0}{\lambda} + \frac{y\beta_0}{\lambda} \right)} \right) * \left(\delta(x - x_k) \delta(y - y_k) \right) \quad (3.15)$$

Nous supposons ici les mêmes angles de tilt (α_0, β_0) pour chaque lentille.

b) Cas particulier d'un réseau de deux ouvertures

Nous nous plaçons maintenant dans le cas d'un réseau de deux lentilles positionnées respectivement en $\left(x_1 = \frac{x_0}{2}, y_1 = 0\right)$ et $\left(x_2 = -\frac{x_0}{2}, y_2 = 0\right)$ avec pour les ondes émises par chaque lentille un terme de piston correspondant (p_1, p_2) . Le réseau de lentilles étant jointif, nous prenons ici une valeur de x_0 égale au diamètre de chaque lentilles.

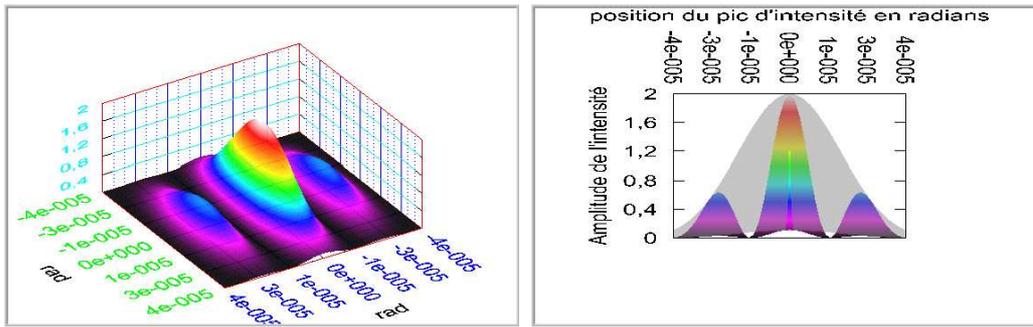
En faisant l'hypothèse que les deux ondes sont émises dans la même direction, nous obtenons alors la distribution angulaire de puissance $I(\alpha, \beta)$ en champ lointain du réseau de deux lentilles (dans le plan (α, β)) :

$$I(\alpha, \beta) = \left| A \left(\alpha - \frac{u_0}{f}, \beta - \frac{v_0}{f} \right) \right|^2 \times 2 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \alpha x_0 - \varphi \right) \right) \quad (3.16)$$

avec :

$$\varphi = p_1 - p_2 \quad (3.17)$$

Le résultat obtenu est comparable au résultat de l'expérience des fentes d'Young. La figure de diffraction obtenue (figures 3.8(a) et 3.8(b)) est un ensemble périodique de franges rectilignes modulées par la figure de diffraction d'une lentille élémentaire.



(A) Figure de diffraction d'un réseau de deux lentilles

(B) Coupe dans le plan $\beta = 0$ de la figure de diffraction d'un réseau de deux lentilles

FIG. 3.8 – Figure de diffraction d'un réseau de deux lentilles de 23,5 mm de diamètre espacées centre à centre de 24,5 mm

Effet du piston et du tilt sur la figure de diffraction

Nous nous plaçons dans l'hypothèse d'un réseau de deux ouvertures afin d'illustrer les effets du piston et du tilt qui seront les mêmes quel que soit le nombre d'ouvertures du réseau.

Effet de la variation du piston

La variation du piston de l'une des deux ouvertures a pour conséquence de déplacer le système de franges et donc le lobe principal d'émission d'ordre d'interférence égal à zéro. Dans le même temps, l'enveloppe du diagramme de rayonnement reste fixe. Il se produit donc un déplacement du lobe principal d'émission à l'intérieur de l'enveloppe qui conduit à une diminution du maximum de celui-ci (figure 3.9).

Effet de la variation du tilt

La variation simultanée du tilt sur les deux lentilles du réseau a pour effet de déplacer l'enveloppe de la figure de diffraction tout en gardant le terme d'interférence fixe. Nous assistons de même que précédemment à une diminution d'intensité du lobe principal d'émission mais par contre cette fois ci, sa position reste inchangée (figure 3.10).

Effet de la variation conjointe du piston et du tilt

En faisant varier simultanément le piston et le tilt, nous pouvons déplacer conjointement le terme d'interférence et l'enveloppe du diagramme en paramétrant le piston et le tilt de façon convenable. Cette situation correspond à un raccordement des fronts d'onde émis par chaque sous-pupille comme représenté sur la figure 3.11(a). Ainsi, il est possible de déplacer la totalité de la figure de diffraction du réseau sans la déformer. Le lobe principal d'émission d'ordre interférométrique égal à zéro peut être adressé dans une grande variété de direction sans pénalisation énergétique (figure 3.11(b)).

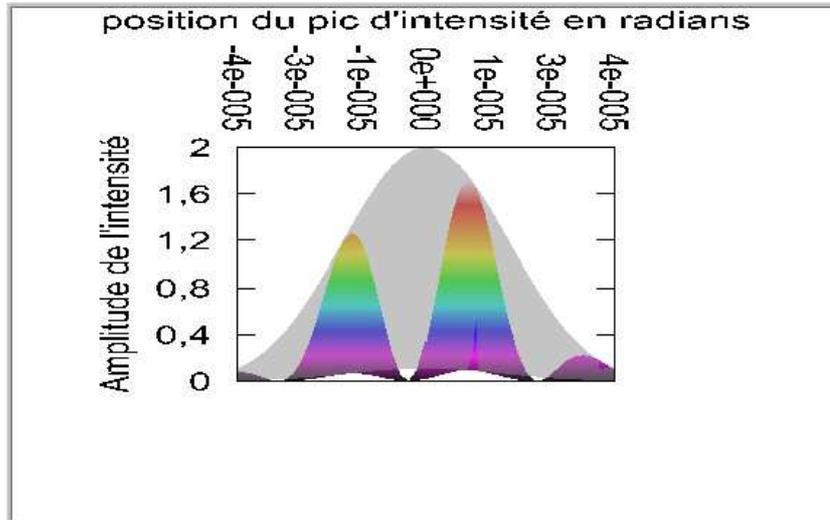


FIG. 3.9 – Effet du piston sur la figure de diffraction d'un réseau de deux lentilles (coupe dans le plan $\beta = 0$). Nous constatons un déplacement du terme d'interférence qui implique un déplacement et une diminution du lobe principal d'émission. L'enveloppe de la figure de diffraction reste fixe.

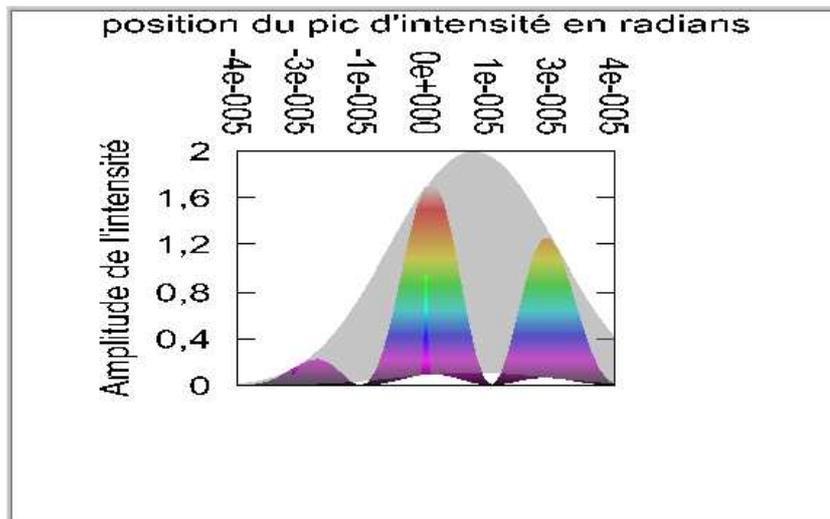
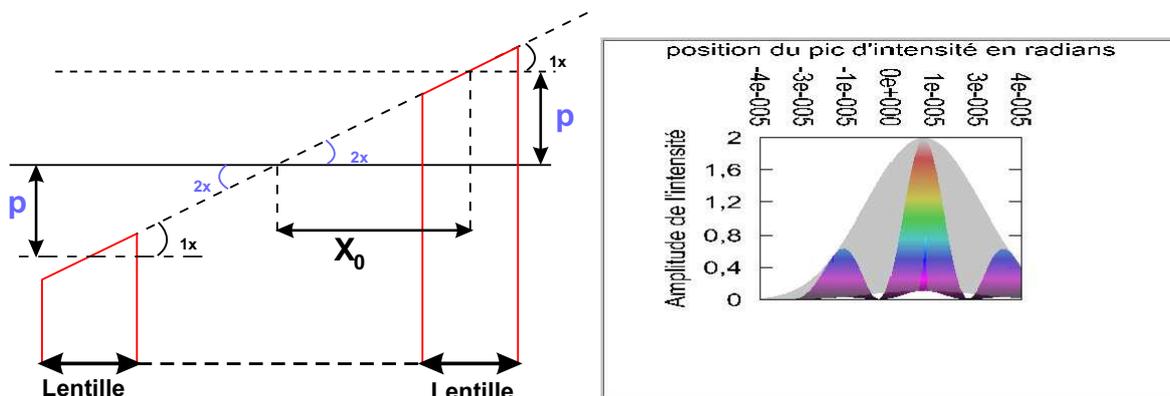


FIG. 3.10 – Effet du tilt sur la figure de diffraction d'un réseau de deux lentilles (coupe dans le plan $\beta = 0$). Nous remarquons un déplacement de l'enveloppe de la figure de diffraction alors que le terme d'interférence reste fixe. Ceci conduit à une diminution d'intensité du lobe principal mais sans changement de direction d'émission.



(A) Raccordement des fronts d'onde dans le cas de l'effet simultané du tilt et du piston

(B) Effet simultané du tilt et du piston sur la figure de diffraction d'un réseau de deux lentilles (coupe dans le plan $\beta = 0$). La variation conjointe du tilt et du piston produit un déplacement simultané de l'enveloppe et du terme d'interférence de la figure de diffraction. Ceci permet un changement de direction d'émission du lobe principal sans diminution de son maximum.

FIG. 3.11 – Effet simultané du tilt et du piston sur un réseau de deux lentilles

c) Champ émis par un réseau de N lentilles

c).1 Champ émis par un réseau de N lentilles avec piston et tilt Nous nous intéressons enfin au champ total émis par un réseau de N lentilles dans le cas idéal où toutes les ondes possèdent le même tilt. Si $E_k(x, y)$ est le champ émis par la lentille k du réseau dont le centre est positionné en (x_k, y_k) , le champ total émis par le réseau est alors la superposition de tous les champs élémentaires. Soit $E_t(x, y)$ ce champ, nous avons :

$$E_t = \sum_k E_k(x, y) \quad (3.18)$$

Le champ est dans ce cas exprimé à la sortie des lentilles.

c).2 Champ lointain émis par un réseau de N lentilles avec piston et tilt Le champ lointain est obtenu en effectuant la transformée de Fourier du champ à la sortie des lentilles. Soit :

$$\tilde{E}_t(\alpha, \beta) = TF[E_t(x, y)](\alpha, \beta) \quad (3.19)$$

Ce qui nous permet d'obtenir :

$$\tilde{E}_t(\alpha, \beta) = E_0 \times \tilde{\tau}(\alpha, \beta) * w^2 e^{-\pi w^2 \left(\left(\frac{\alpha}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\lambda} \right)^2 \right)} * \delta(\alpha - \alpha_0, \beta - \beta_0) \times \sum_k e^{jp_k} e^{-2j\pi(\alpha x_k + \beta y_k)} \quad (3.20)$$

Nous posons :

$$A(\alpha, \beta) = E_0 \times \tilde{\tau}(\alpha, \beta) * w^2 e^{-\pi w^2 \left(\left(\frac{\alpha}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\lambda} \right)^2 \right)} \quad (3.21)$$

Avec $A(\alpha, \beta)$ correspondant au diagramme d'antenne en champ d'un télescope couplé à la fibre. Ce diagramme d'antenne sera supposé identique pour chaque télescope.

La relation exprimant le champ lointain s'en trouve simplifiée :

$$\tilde{E}_t(\alpha, \beta) = A(\alpha - \alpha_0, \beta - \beta_0) \times \sum_k e^{jp_k} e^{-2j\pi(\alpha x_k + \beta y_k)} \quad (3.22)$$

La distribution angulaire de puissance rayonnée étant proportionnelle au carré du champ, nous pouvons déduire de l'expression précédente l'expression de la distribution angulaire de puissance en champ lointain :

$$I(\alpha, \beta) = |A(\alpha - \alpha_0, \beta - \beta_0)|^2 \times \left| \sum_i e^{jp_k} e^{-2j\pi(\alpha x_k + \beta y_k)} \right|^2 \quad (3.23)$$

Cette relation est le produit de deux termes :

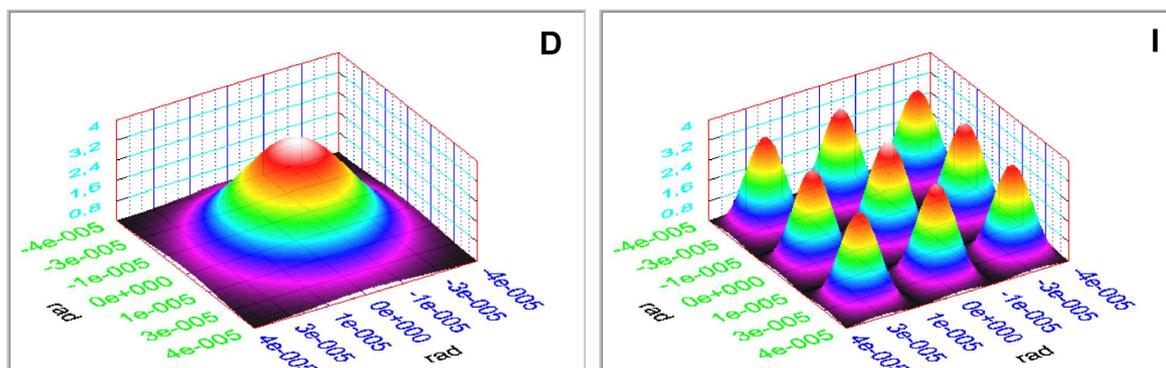
- Un premier terme qui correspond à la figure de diffraction d'une seule ouverture couplée à la fibre optique (figure 3.12(a)). Ce terme va constituer l'enveloppe du diagramme de rayonnement total de l'antenne.

$$D = |A(\alpha - \alpha_0, \beta - \beta_0)|^2 \quad (3.24)$$

- Un second terme qui est le terme d'interférence entre les ondes émises (figure 3.12(b)).

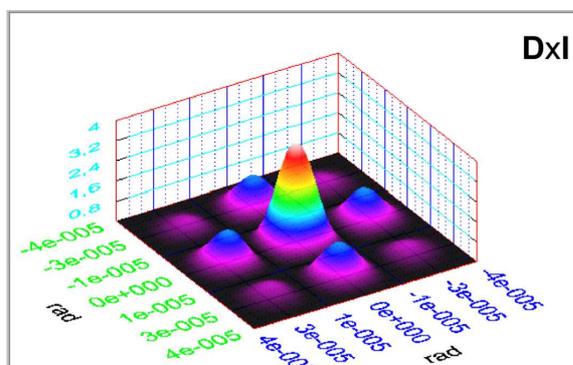
$$Inter = \left| \sum_i e^{jp_k} e^{-2j\pi(\alpha x_k + \beta y_k)} \right|^2 \quad (3.25)$$

Ce terme module le terme d'enveloppe pour donner la figure du diagramme de diffraction du réseau (figure 3.12(c)). De la même façon que pour un réseau de diffraction, plus le nombre d'ouvertures constituant l'antenne sera important, plus le pic central d'émission sera fin et intense.



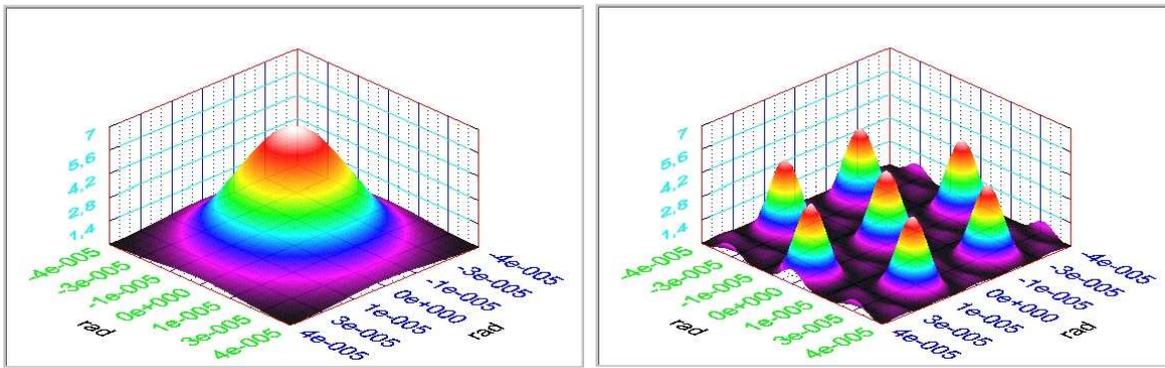
(A) Tache de diffraction produite par une seule ouverture

(B) Terme d'interférence produit par un réseau de quatre lentilles placées aux sommets d'un carré



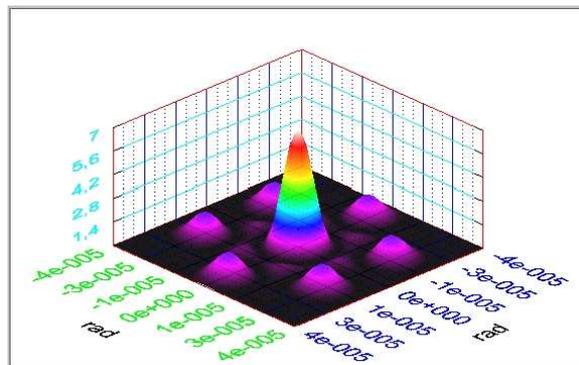
(c) Figure de diffraction produite par un réseau de quatre lentilles placées aux sommets d'un carré

FIG. 3.12 – Représentation des différents termes composant la figure de diffraction d'un réseau de quatre lentilles



(A) Tache de diffraction produit par une seule ouverture

(B) Terme d'interférence produit par un réseau de sept lentilles disposées de façon hexagonale



(C) Figure de diffraction produite par un réseau de sept lentilles disposées de façon hexagonale

FIG. 3.13 – Représentation des différents termes composant la figure de diffraction d'un réseau de sept lentilles

3) Mise en évidence de la nécessité d'asservir le piston et méthode utilisée pour réaliser cet asservissement

a) Simulation de l'effet d'un bruit de phase sur la figure de diffraction du réseau

Nous voulons connaître l'influence d'un bruit de phase sur la figure de diffraction du réseau et déterminer la précision avec laquelle l'asservissement va devoir être réalisé. Dans ce but, nous simulons l'effet d'une erreur résiduelle sur la phase des ondes émises (ou bruit de phase) de chacun des télescopes du réseau. Les simulations numériques seront menées pour le cas d'un tilt identique pour chaque lentille qui sera pris égale à zéro pour simplifier le problème. Pour ce faire, nous rajoutons un jeu de piston aléatoire au piston des différents télescopes du réseau avec un écart type constant pour l'ensemble du réseau. L'évolution du maximum d'intensité de la figure de diffraction de l'ensemble du réseau est analysée en fonction de l'écart type du défaut (figures 3.14(a) 3.14(b) 3.14(c)). Comme le défaut de piston est aléatoire, plusieurs simulations seront effectuées pour chaque valeur d'écart type afin de pouvoir faire des moyennes. Nous appellerons I_0 la somme des intensités émises par chaque bras du réseau de télescopes en mode incohérent dans le cas où le tilt est nul sur chacun des bras.

La simulation nous permet de tracer l'évolution du maximum d'intensité de la figure de diffraction d'un réseau de 7 télescopes en fonction de l'écart type du défaut de piston (tableau 3.1, graphe de la figure 3.15).

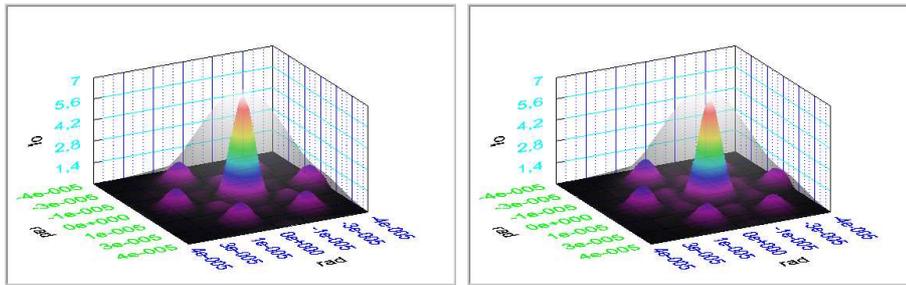
Ecart type du défaut de piston parasite	Intensité du maximum en I_0
0	7
$\lambda/1500$	6,96
$\lambda/300$	6,96
$\lambda/150$	6,95
$\lambda/30$	6,83
$\lambda/24$	6,68
$\lambda/18$	6,44
$\lambda/12$	6,10
$\lambda/6$	4,79

TAB. 3.1 – Tableau de valeurs du maximum du lobe principale d'émission du réseau en fonction de l'écart type du défaut de piston parasite

Nous remarquons sur le graphe que pour des défauts de piston d'espérance mathématique allant jusqu'à $\lambda/24$, la valeur du maximum d'intensité reste supérieure à 95 % de $7I_0$ (qui est le maximum d'intensité que le réseau de 7 télescopes pourrait émettre dans le cas idéal de co-phasage et sans perturbations).

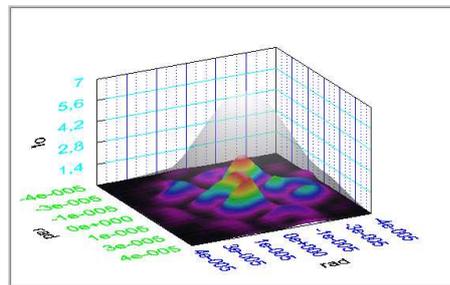
b) Les paramètres à contrôler

Le dispositif d'asservissement a pour objectif de maintenir l'antenne synthétique dans une configuration de fonctionnement de piston et de tilt donnée. La relation entre piston et tilt doit être étalonnée préalablement en observant la figure de diffraction de l'ensemble de



(A) Exemple de figure de diffraction d'un réseau de 7 télescopes avec un défaut de piston d'espérance mathématique $\lambda/30$

(B) Exemple de figure de diffraction d'un réseau de 7 télescopes avec un défaut de piston d'espérance mathématique $\lambda/12$



(C) Exemple de figure de diffraction d'un réseau de 7 télescopes avec un défaut de piston d'espérance mathématique $\lambda/6$

FIG. 3.14 – Exemples de figures de diffraction pour différents bruits de phase

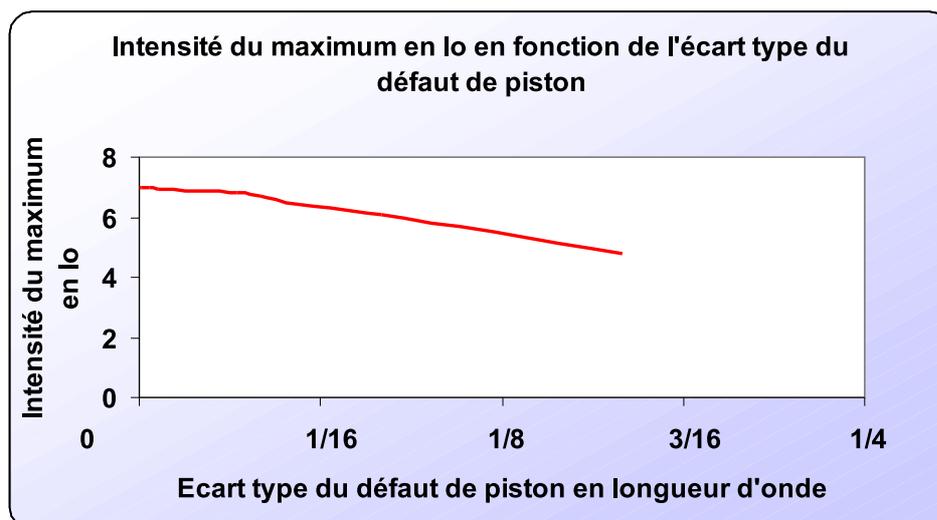


FIG. 3.15 – Variation du maximum d'intensité du réseau en fonction de l'écart type du défaut de piston parasite

l'antenne. Le lobe principal d'émission du dispositif et l'enveloppe liée au diagramme d'antenne de chaque sous pupille doivent se traduire conjointement. Par la suite, nous supposons le défaut de tilt négligeable. En effet, le positionnement de l'extrémité de la fibre dans le plan focal de la lentille peut être contrôlé avec une précision de l'ordre de la dizaine de nanomètres en utilisant des translations piézoélectriques asservies. Pour une lentille d'ouverture numérique de l'ordre de 0,1 ceci conduit à des défauts de surface d'onde sur l'ensemble de la sous-pupille d'environ $\frac{\lambda}{60}$. Un défaut de tilt de cet ordre de grandeur ne conduit pas à une dégradation notable de la figure de diffraction. De ce fait, l'asservissement aura uniquement pour objet de corriger les défauts de piston.

c) Description du concept proposé pour réaliser l'asservissement du piston

Je décris dans ce paragraphe la méthode que nous allons utiliser afin d'obtenir le signal d'erreur permettant l'asservissement du piston pour le cas du réseau de deux ouvertures qui sera étudié dans le paragraphe III.

Afin de pouvoir réaliser l'asservissement du piston autour d'un point de fonctionnement donné, nous devons générer un signal d'erreur prenant en compte les variations de chemin optique résiduelles entre les deux bras de l'antenne. Pour cela, nous utiliserons une méthode interférométrique [Delaire 93] consistant à générer deux systèmes de franges déphasés par prélèvement d'une petite portion du champ à la sortie de chacune des deux lentilles du réseau. Il est donc indispensable d'utiliser un dispositif de métrologie capable à la fois, de réaliser ce prélèvement de flux à la sortie des lentilles puis d'effectuer le mélange interférométrique des flux collectés de façon à obtenir deux systèmes de franges. Les signaux interférométriques obtenus sont ensuite mélangés avec des signaux numériques sinusoïdaux de référence, déterminés en fonction du point de fonctionnement voulu, puis traités de façon à obtenir le signal d'erreur désiré. Ce signal d'erreur permettra ensuite de commander une céramique piézoélectrique afin d'étirer plus ou moins la fibre optique et ainsi de corriger le piston résiduel.

II Etude théorique de l'interféromètre de métrologie

La méthode choisie pour obtenir le signal d'erreur permettant l'asservissement du piston nécessite l'utilisation d'un dispositif de métrologie, comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.3).c). Ce paragraphe explique les choix que nous avons fait concernant la structure de l'interféromètre et la dimension des différents éléments le constituant.

1) Justification de la structure choisie pour l'interféromètre de métrologie

Plusieurs voies peuvent être suivies pour obtenir les signaux de métrologie destinés à l'asservissement du dispositif.

- La première méthode consiste à utiliser une source de métrologie possédant une longueur d'onde moyenne d'émission différente de celle de la source scientifique. Le faisceau émis par la source de métrologie est injecté dans les fibres optiques de la même façon que celui de la source scientifique. La longueur de la fibre optique est contrôlée par analyse de l'onde de métrologie après un aller-retour dans la fibre. Dans ce cas, des lames dichroïques doivent être positionnées en sortie des fibres afin de séparer les deux longueurs d'onde.
- Une autre méthode consiste à utiliser une partie du flux émis par chaque lentille en positionnant un dispositif collecteur en sortie du réseau.

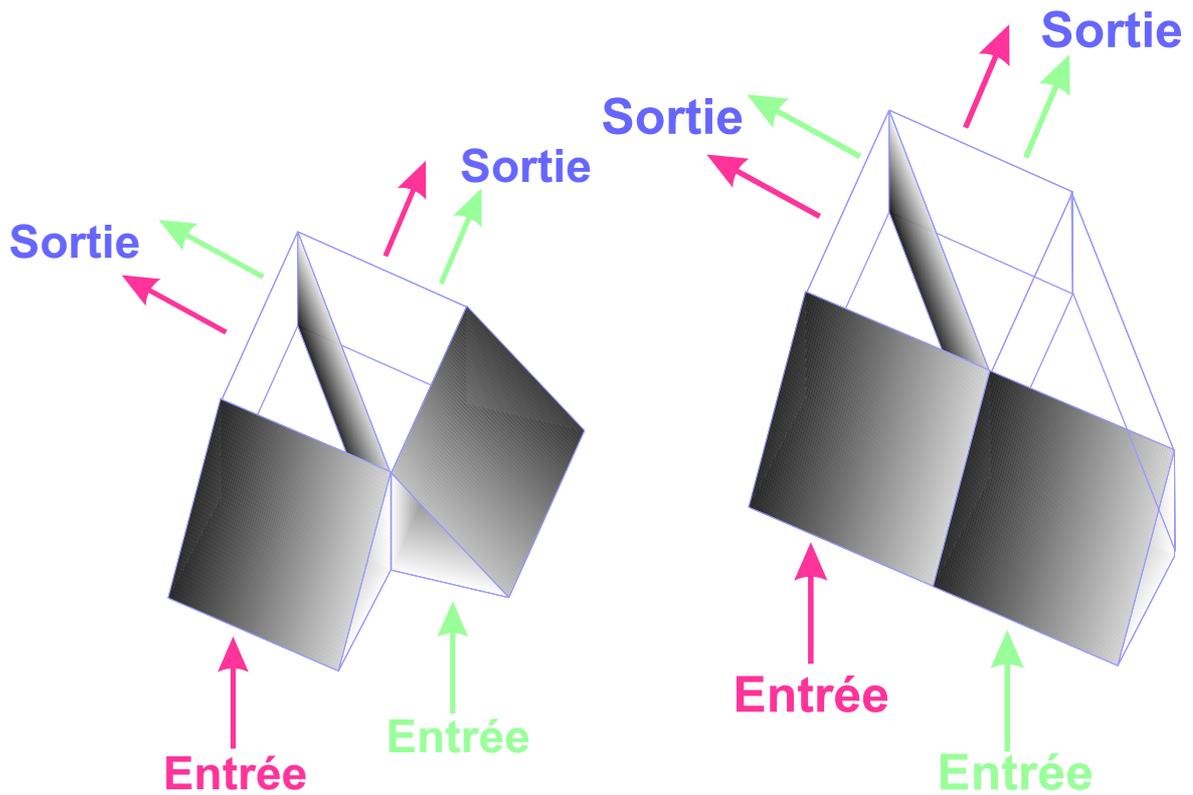
La première méthode permet de prendre une référence soit externe (fibre de référence avec laquelle chaque fibre du réseau va être comparée) soit interne (dans ce cas les fibres du réseau sont comparés entre elles et le piston mesuré est un piston différentiel).

Nous choisissons, dans cette étude, d'utiliser la méthode consistant à collecter une partie du flux émis par chaque lentille afin d'obtenir notre signal d'erreur. Outre la collecte de petites portions de champs lumineux en sortie des lentilles, l'interféromètre de métrologie doit être capable de recombiner les flux de façon à obtenir deux systèmes de franges. Le dispositif de métrologie doit donc impérativement conserver la cohérence de polarisation des flux lors du mélange interférométrique.

La disposition la plus simple pour réaliser cet interféromètre est représentée sur la figure 3.16(a). Cependant, avec un tel dispositif, les directions de polarisation des ondes en sortie du dispositif sont orthogonales du fait des réflexions sur les différentes interfaces.

Nous devons donc trouver un autre dispositif plus complexe pour réaliser l'analyse différentielle des fronts d'onde. Après l'étude réalisée dans l'annexe III, la géométrie de l'interféromètre de métrologie a été choisie suivant la structure représentée sur la figure 3.16(b). Cette configuration offre l'avantage de préserver la cohérence de polarisation lors du mélange interférométrique.

Les différents composants de l'interféromètre de métrologie sont assemblés par collage. Les différentes épaisseurs de colles entre les prismes et le cube séparateur créent un défaut angulaire entre les deux ondes collectées produisant aux sorties de l'interféromètre une modulation spatiale des franges d'interférences. Sans ce défaut angulaire voulu, les deux fronts d'onde collectés sont parfaitement superposés. Le dispositif est assemblé avec un éclairage en onde plane afin d'ajuster la périodicité des franges en observant la sortie de l'interféromètre.



(A) Disposition la plus simple permettant de réaliser un interféromètre de métrologie.

(B) Disposition choisie pour la réalisation de l'interféromètre de métrologie. Cette disposition permet de conserver la cohérence de polarisation des deux ondes en sortie de l'interféromètre.

FIG. 3.16 – Dispositions possibles pour la réalisation de l'interféromètre de métrologie

2) Influence des paramètres opto-géométriques de l'interféromètre sur le diagramme d'antenne

Après avoir déterminé la structure géométrique de l'interféromètre de métrologie nous allons optimiser la taille relative des éléments le constituant. Dans ce but, nous simulons l'effet d'obstruction de l'interféromètre de métrologie sur le diagramme d'antenne en fonction de la taille de ces composants pour un réseau de deux lentilles puis un réseau de sept lentilles. L'objectif de ces simulations est finalement de choisir la dimension des différents éléments composants l'interféromètre de métrologie de façon à perturber le moins possible le diagramme d'antenne du réseau tout en ayant un signal interférométrique de métrologie de qualité suffisante pour envisager l'asservissement du dispositif.

a) Cas d'un réseau de deux télescopes

J'ai réalisé un programme qui simule la puissance lumineuse diffractée par un réseau de deux ouvertures muni d'un interféromètre de métrologie nécessaire à l'asservissement de l'antenne synthétique. Ce dispositif de métrologie va partiellement perturber la fonction de

transparence des lentilles.

La face avant du programme correspondant à l'interface utilisateur/ordinateur est présentée sur la figure 3.17. Le programme simule le cas d'un réseau de deux lentilles et permet de visualiser :

- La répartition de la puissance lumineuse en sortie des lentilles.
- Le champ lumineux collecté par l'interféromètre de métrologie.
- La répartition de la puissance lumineuse collectée par l'interféromètre de métrologie.
- L'intensité lumineuse diffractée à l'infini par l'antenne synthétique.

Pour ce faire, nous calculons d'abord le champ émis par chaque lentille non obstruée sous la forme d'une onde gaussienne. En même temps, nous calculons la partie du champ qui traverse les prismes constituant l'interféromètre de métrologie et qui possède une structure d'onde gaussienne tronquée. Le champ collecté par les prismes est soustrait au champ émis par les lentilles non obstruées afin d'obtenir le champ réellement émis par chaque lentille. Ce champ total finalement émis servira à calculer l'intensité diffractée par l'ensemble du réseau.

Pour faire fonctionner le programme, nous devons saisir pour chaque lentille :

- les coordonnées du centre de la lentille (par rapport au centre d'un repère arbitraire choisi par l'utilisateur)
- le rayon de la gaussienne à $\frac{1}{e}$
- le rayon de la lentille
- le pourcentage de l'intensité initiale de la source affecté à chacune des lentilles. Ce paramètre permet de régler le coefficient de partage pour chaque télescope du réseau.
- des paramètres angulaires permettant de régler les effets de tilt et de piston.
- la longueur du côté des prismes constituant l'interféromètre de métrologie.
- les coordonnées du centre du prisme.

Ces données sont saisies dans le tableau « Réseau de télescopes ».

Les paramètres suivant doivent aussi être saisis :

- la longueur d'onde λ de la source.
- le nombre de points de calcul constituant la simulation.
- la largeur d'un point de calcul.

En plus des quatre graphiques en trois dimensions cités ci-dessus, le programme fournit le pourcentage de puissance collectée par l'interféromètre de métrologie ainsi que le maximum d'intensité en champ lointain.

Ces deux derniers résultats nous permettent de tracer la variation du pourcentage de la puissance lumineuse utilisée par l'interféromètre de métrologie ainsi que la variation du maximum d'intensité de la figure de diffraction de l'antenne en fonction de la dimension relative des prismes et des lentilles constituant l'interféromètre (tableau 3.2, graphes 3.18, 3.19).

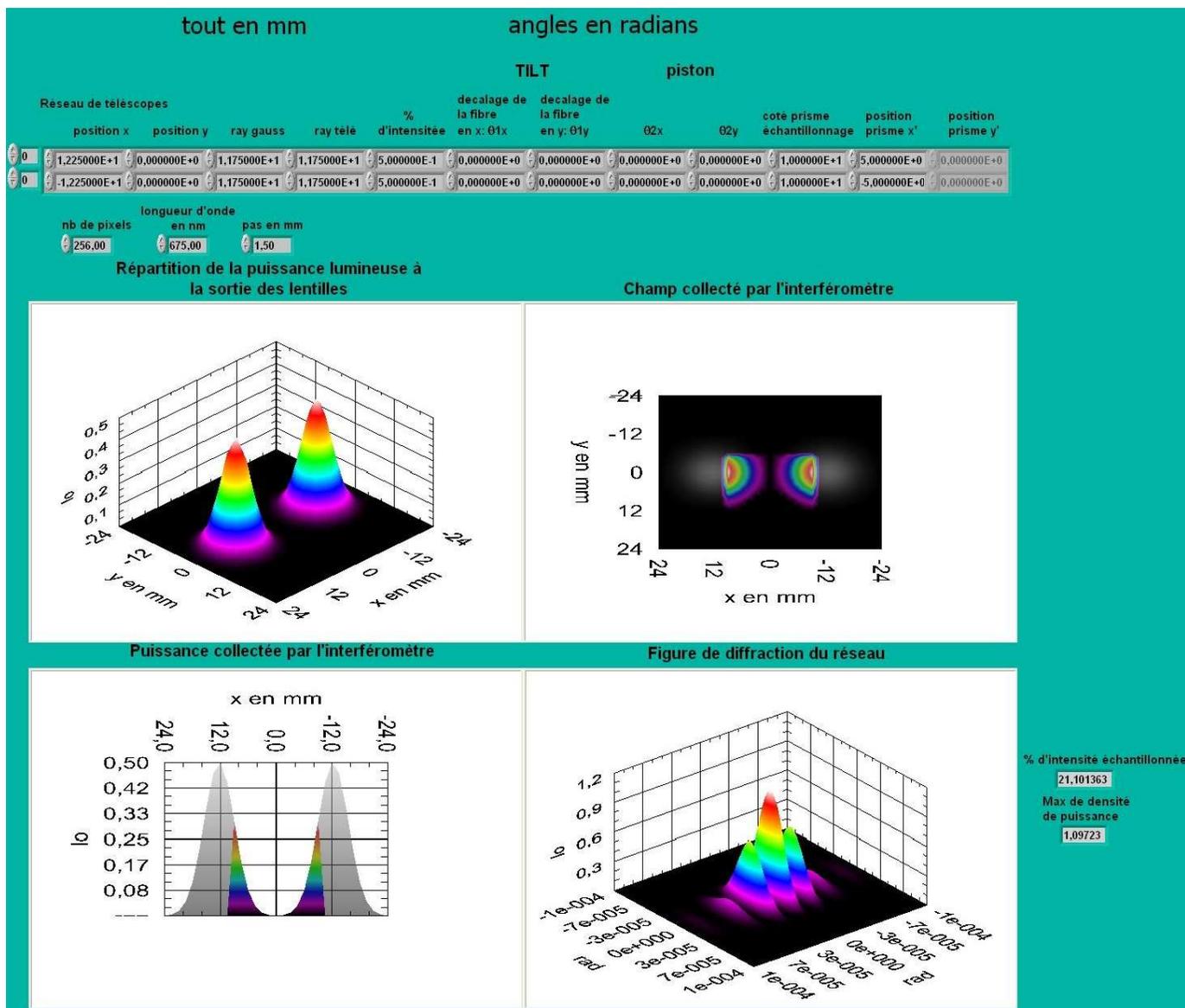


FIG. 3.17 – "Face avant" (interface utilisateur) du programme "signal d'erreur.vi" : cas d'un réseau de deux lentilles de 25 mm de diamètre chacune avec des prismes de 10 mm de côté.

Sur la figure 3.17, la puissance collectée par l'interféromètre de métrologie est la portion de puissance se situant dans la zone centrale alors que la puissance complémentaire correspond à ce qui est réellement émis par la lentille.

Rapport de surface prisme/lentille	Maximum d'intensité en I_0	% de puissance utilisée par l'interféromètre de métrologie
0,23 %	1,99	0,00
0,92 %	1,98	0,01
2,08 %	1,97	0,08
3,69 %	1,94	0,24
5,77 %	1,88	0,70
8,30 %	1,81	1,55
11,30 %	1,69	3,46
14,76 %	1,59	6,40
18,68 %	1,36	11,67
23,07 % ¹	1,18	18,48
27,91 %	0,94	28,38
33,22 %	0,75	39,07
38,98 %	0,53	51,76
45,21 %	0,38	63,22
51,90 %	0,23	74,43

TAB. 3.2 – Tableau des valeurs du maximum d'intensité en sortie du réseau d'antenne en fonction de la dimension des prismes.

L'effet d'obstruction de l'interféromètre de métrologie peut se traduire d'une manière générale de la façon suivante. Pour un réseau de deux lentilles la dégradation du pic d'intensité reste peu sensible dans la mesure ou la surface du prisme d'échantillonnage reste inférieure à 6 % de la surface d'une lentille. Une fois cette valeur dépassée la valeur du pic d'intensité diminue très rapidement. En effet comme nous pouvons le constater sur le tableau 3.2 dans le cas ou la surface du prisme d'échantillonnage vaut 23 % de la surface d'une lentille le pic d'intensité ne vaut plus que 1,18 I_0 . En nous intéressant, dans le même temps, au pourcentage de puissance échantillonnée par l'interféromètre de métrologie, nous constatons que pour des rapports de surface prisme/lentille allant jusqu'à 6 %, le pourcentage de puissance échantillonnée reste très faible, de l'ordre de quelques dixièmes de pourcent. Cependant, ce pourcentage de puissance échantillonnée augmente fortement pour des rapports de surface prisme/lentille dépassant les 10 % ; ainsi, pour un rapport de surface de 23 %, le pourcentage de puissance échantillonnée par l'interféromètre s'élève à 30 %.

Il apparait donc qu'un rapport de surface prisme/lentille de 6% est un bon compromis entre la dégradation du pic d'intensité en champ lointain et le pourcentage de puissance lumineuse utilisée pour la métrologie. En effet le pic d'intensité atteint encore une valeur de 1,88 I_0 , ce qui correspond à une perte de puissance relativement faible, alors que le pourcentage de puissance affectée à la métrologie atteint déjà 0,7 %. Ce dernier résultat peu paraître faible en vu d'obtenir un signal d'erreur mais correspond à des niveaux de puissance très faciles à détecter par des photodiodes silicium classiques vue la puissance que devra émettre le dispositif.

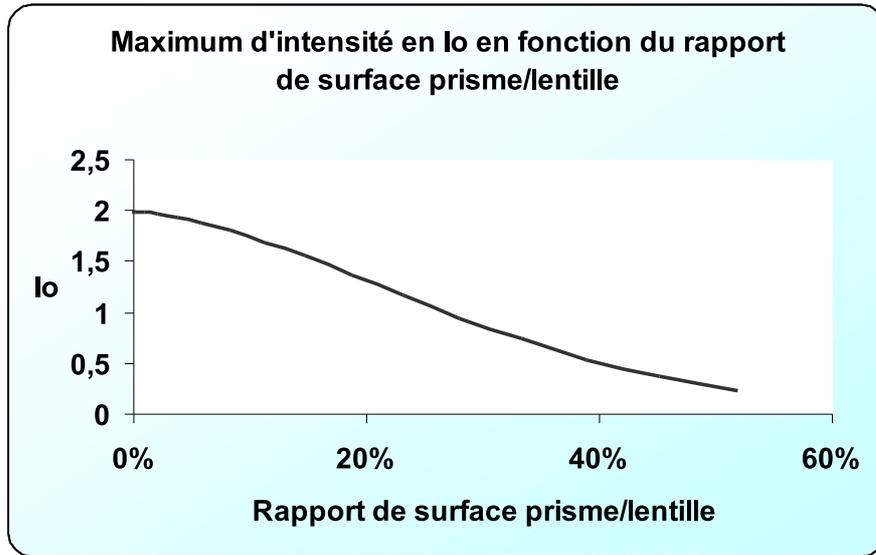


FIG. 3.18 – Variation du maximum d'intensité d'un réseau de deux lentilles en fonction du rapport de surface prisme/lentille.

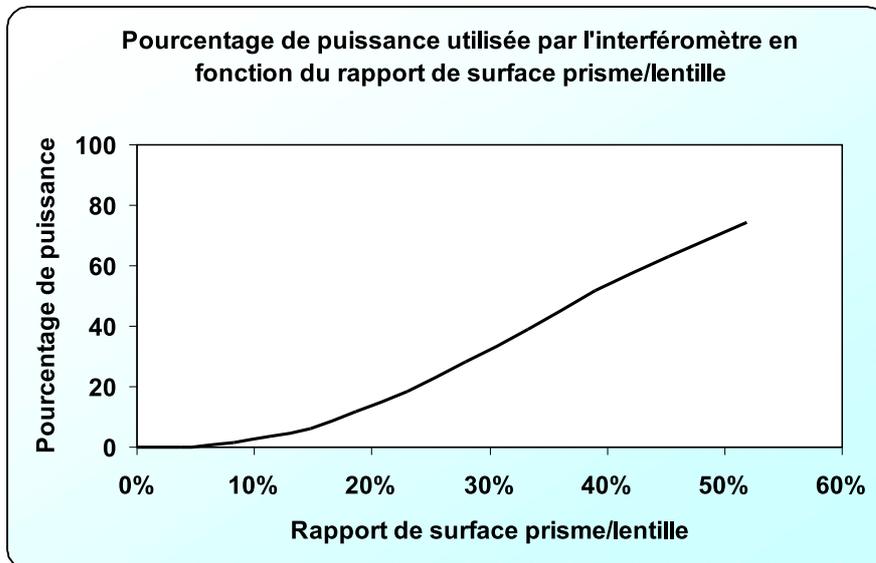


FIG. 3.19 – Variation du pourcentage d'intensité collecté par l'interféromètre de métrologie en fonction du rapport de surface prisme/lentille.

b) Cas d'un réseau de sept télescopes

Enfin, j'ai réalisé un programme nous permettant de simuler la dégradation de la figure d'intensité en champ lointain d'un réseau de sept télescopes en fonction de la taille des prismes d'échantillonnage.

Ce programme permet de simuler numériquement la figure de diffraction d'un réseau de sept télescopes disposés dans une configuration hexagonale. Chaque lentille est munie d'un interféromètre de métrologie mettant en commun une portion d'onde lumineuse avec celle émise par la lentille centrale dont la phase du champ émis est prise comme référence. Le champ émis par la lentille centrale se trouvera donc plus fortement obstrué que celui émis par les autres lentilles du réseau, cependant, le fait de la prendre comme référence pour tout le reste du réseau permettra par la suite de diminuer les erreurs résiduelles. En effet, si au lieu de prendre une lentille comme référence pour tout le réseau, le défaut de piston était calculé entre paires de lentilles, nous aurions une propagation des erreurs conduisant à des défauts bien plus importants que dans le cas d'une seule lentille référence. Outre la dégradation causée sur le diagramme d'antenne, dans le cas d'un réseau de sept ouvertures, la dimension des éléments constituant le dispositif de métrologie va être critique du fait de la compacité de l'antenne ainsi constituée.

Nous visualisons sur la face avant (figure 3.20) deux graphes 3D :

- les portions de champ utilisées par les interféromètres
- la figure de diffraction dégradée du réseau

Nous avons, de plus, sur la face avant un indicateur qui donne le maximum d'intensité ce qui nous permet de tracer pour chaque réseau la dégradation du pic central de la figure de diffraction en fonction du rapport de surface prisme/lentille (tableau 3.3, graphe de la figure 3.21).

Nous remarquons sur le graphe de la figure 3.21 que la dégradation du maximum d'intensité reste très faible pour des rapports de surface prisme/lentille allant jusqu'à 4,3 %. En effet, dans ce cas, le maximum d'intensité a une valeur de 6,31 I_0 .

Dans cette configuration, la taille des prismes d'échantillonnage est limitée non seulement par la dégradation du maximum d'intensité, mais aussi par la taille des lentilles ; en effet, si la taille des prismes devient trop importante, nous allons être confrontés à un problème de chevauchement des prismes entre eux au niveau de la pupille centrale.

Rapport de surface prisme/lentille	Maximum d'intensité en I_0
0,00 %	7
0,03 %	7
0,12 %	7
0,26 %	6,99
0,47 %	6,97
0,73 %	6,94
1,05 %	6,90
1,43 %	6,85
1,87 %	6,78
2,37 %	6,69
2,92 %	6,59
3,54 %	6,46
4,21 %	6,31

TAB. 3.3 – Variation du maximum d'intensité d'un réseau de sept lentilles en fonction du rapport de surface prisme/lentille.

Si nous nous plaçons dans le cas particulier d'un réseau 20 cm de diamètre composé de sept lentilles de 66 mm de diamètre chacune 3.22, compte tenu du rapport surface prisme/lentille de 4,2 %, nous pouvons utiliser des cubes allant jusqu'à 12mm de coté. Dans ce cas, le maximum d'intensité du diagramme d'antenne vaut encore 6,31 I_0 . Le but étant d'émettre des informations, ce dispositif semble convenable : un faible pourcentage de puissance est perdu par l'échantillonnage nécessaire à l'asservissement du réseau de télescopes. La puissance disponible pour l'asservissement du réseau sera largement suffisante pour effectuer une détection convenable avec des détecteurs classiques comme nous allons le voir par la suite.

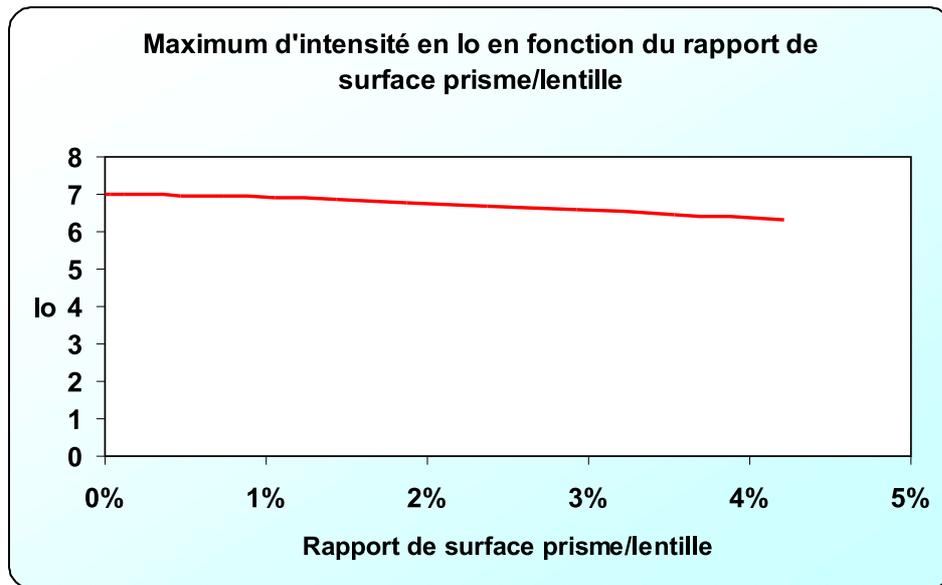


FIG. 3.21 – Variation du maximum d'intensité d'un réseau de sept lentilles en fonction du rapport de surface prisme/lentille.

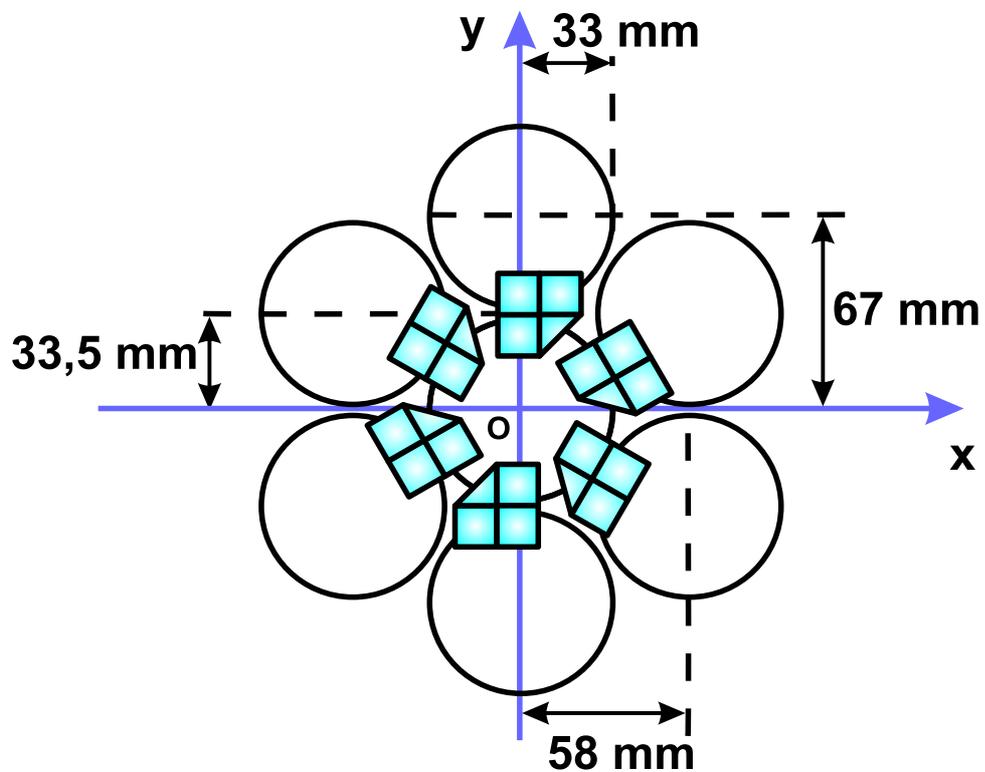


FIG. 3.22 – Représentation schématique d'un réseau de sept lentilles de 66 mm de diamètre comportant chacune un interféromètre de métrologie partagé avec le lentille centrale.

3) Modélisation des signaux optiques en sortie de l'interféromètre

Nous nous intéressons maintenant au champ reçu par les détecteurs positionnés en sortie de l'interféromètre de métrologie. Dans un premier temps, nous allons déterminer analytiquement l'expression de la puissance reçue par les détecteurs afin de pouvoir simuler, dans un second temps, l'effet de la dimension des détecteurs et la position de ceux ci dans les champs de franges en sortie de l'interféromètre de métrologie.

a) Expression analytique de la puissance reçue par le détecteur en sortie de l'interféromètre de métrologie

Considérons une sortie de l'interféromètre de métrologie (dans le cas de l'équilibre photométrique globale entre les deux voies), en supposant un léger décalage angulaire induit par le montage interférométrique et en supposant que le chemin optique varie suivant la direction x , l'éclairement en sortie du dispositif est de la forme suivante (figure 3.23) :

$$\frac{dP}{dS}(x) = 2P_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{i} x + \varphi \right) \right) \quad (3.26)$$

Nous nous plaçons dans le cas où il n'y a pas de défaut de polarisation entre les différentes voies de l'antenne et où les problèmes de dispersion chromatique sont limités du fait de l'utilisation d'une source possédant une très grande longueur de cohérence.

Dans l'équation 3.26 :

- $i = \frac{\lambda}{2 \sin \theta'}$ représente la périodicité spatiale des franges (interfrange) pouvant dépendre du défaut angulaire θ' généré dans l'interféromètre. Le défaut θ' doit être stable et étalonné pour un tilt des deux ondes identiques.
- φ représente le déphasage entre les deux ondes (piston).
- x est la variable spatiale figure 3.23.

Considérons pour simplifier un détecteur carré de côté D . La puissance P reçue par le détecteur est :

$$P(x, y) = \int_y \int_x \frac{dP}{dS}(x) dx dy \quad (3.27)$$

Soit :

$$P(x, y) = \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} \int_{x-\frac{D}{2}}^{x+\frac{D}{2}} 2P_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{i} x + \varphi \right) \right) dx dy \quad (3.28)$$

ce qui équivaut à :

$$P(x, y) = 2P_0 \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} dy \times \int_{x-\frac{D}{2}}^{x+\frac{D}{2}} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{i} x + \varphi \right) \right) dx \quad (3.29)$$

et donc :

$$P(x, y) = 2P_0 D \int_{x-\frac{D}{2}}^{x+\frac{D}{2}} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{i} x + \varphi \right) \right) dx \quad (3.30)$$

nous obtenons :

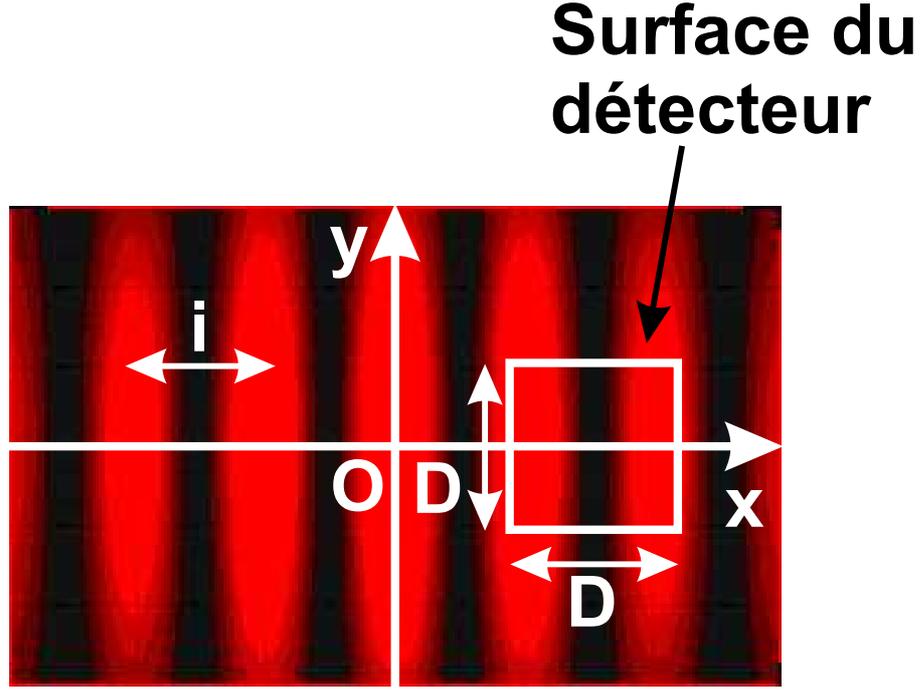


FIG. 3.23 – Franges d'interférence en sortie de l'interféromètre de métrologie avec une représentation schématique du détecteur.

$$P(x, y) = 2P_0D \left[D + \frac{i}{2\pi} \left(\sin\left(\frac{2\pi}{i}\left(x + \frac{D}{2}\right) + \varphi\right) - \sin\left(\frac{2\pi}{i}\left(x - \frac{D}{2}\right) + \varphi\right) \right) \right] \quad (3.31)$$

nous remarquons de plus que $P(x, y)$ est indépendant de y , donc :

$$P(x, y) = P(x) \quad (3.32)$$

Après simplification, nous obtenons le résultat final suivant :

$$P(x) = 2P_0D^2 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{i}x + \varphi\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi D}{i}\right) \right) \quad (3.33)$$

Ce résultat représente la puissance collectée par le détecteur dans le cas où il n'y a pas de déséquilibre photométrique entre les deux lentilles échantillonnées. Dans le cas général, l'éclairement en sortie du prisme d'échantillonnage prend la forme :

$$\frac{dP}{dS}(x) = P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1P_2} \gamma \cos\left(\frac{2\pi}{i}x + \varphi\right) \quad (3.34)$$

Dans ce cas la puissance collectée par le détecteur devient :

$$P(x) = D^2 \left(P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1P_2} \gamma \cos\left(\frac{2\pi}{i}x + \varphi\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi D}{i}\right) \right) \quad (3.35)$$

avec :

- P_1 l'éclairement dû au champ émis par la première lentille.
- P_2 l'éclairement dû au champ émis par la seconde lentille.
- γ le facteur de visibilité dépendant d'autres paramètres tels que la polarisation.

Dans la pratique, les signaux seront prélevés en sortie de l'interféromètre par des photodiodes, par conséquent, les détecteurs ne seront pas carrés mais circulaires. Cependant, le résultat précédent donne une bonne approximation et nous permettra de connaître les ordres de grandeur de la puissance prélevée par l'interféromètre de métrologie. La puissance est obtenue en intégrant le flux lumineux sur la surface du détecteur. Le contraste obtenu est détérioré par le facteur de visibilité et il convient donc de trouver un compromis entre la taille du détecteur, la périodicité spatiale des franges et la puissance collectée.

b) Simulation numérique de la puissance collectée par les détecteurs placés en sortie de l'interféromètre de métrologie

L'objectif de ce paragraphe est d'étudier l'évolution du contraste des signaux interférométriques en sortie de l'interféromètre de métrologie. Le contraste de franges d'interférence observées par les détecteurs va en effet dépendre de plusieurs facteurs :

- La géométrie du dispositif de métrologie produit un déséquilibre photométrique entre les deux ondes qui va dépendre de la position des détecteurs dans le champ de franges. La position des détecteurs va donc influencer sur le contraste observable localement.
- D'autre part le contraste va dépendre de la dimension du détecteur comme nous le verrons dans les simulations qui vont suivre.

La géométrie choisie pour réaliser l'interféromètre de métrologie permet de collecter une portion des flux lumineux émis par chaque lentille comme représenté sur la figure 3.24. Les portions de flux collectées se propagent ensuite à travers l'interféromètre et sont mélangées suivant la représentation de la figure 3.25. Les fortes différences de photométrie sur les bords du cube séparateur vont conduire à des contrastes très faibles alors qu'au centre du cube le contraste sera beaucoup plus élevé du fait de différences de photométrie beaucoup moins marquées.

J'ai donc réalisé un programme (figure 3.26) qui simule le signal reçu par les détecteurs placés en sortie de l'interféromètre de métrologie dans le cas d'un réseau de deux télescopes. Cette courbe est donnée en fonction de la variation d'un piston différentiel entre les deux voies de l'antenne. Les paramètres de position et de taille des détecteurs sont variables afin de pouvoir observer leur impact sur le signal détecté. Ce programme ne prend pas en compte les problèmes de polarisation et de dispersion chromatique.

Un champ de franges spatiales est obtenu à la sortie de l'interféromètre de métrologie du fait de l'inclinaison relative entre les deux ondes mélangées dans l'interféromètre. Ce tilt correspond au défaut angulaire induit entre les deux ondes par l'interféromètre de métrologie. Dans notre programme de simulation, ce défaut angulaire induit par l'interféromètre de métrologie est généré grâce à une phase linéaire introduite entre les deux ondes émises par les lentilles. Ce paramètre d'inclinaison entre les deux ondes peut être ajusté dans le tableau « réseau de télescopes » de saisie des paramètres. Nous obtenons ainsi une modulation spatiale des franges d'interférence dont la périodicité est dépendante de l'inclinaison relative des deux faisceaux. Les simulations seront réalisées pour une seule et même valeur de tilt et donc par conséquent pour un interfrange de valeur fixée.

Le programme de simulation contient une boucle qui permet de voir l'évolution de la puissance à la sortie de l'interféromètre de métrologie ainsi que la puissance collectée par les

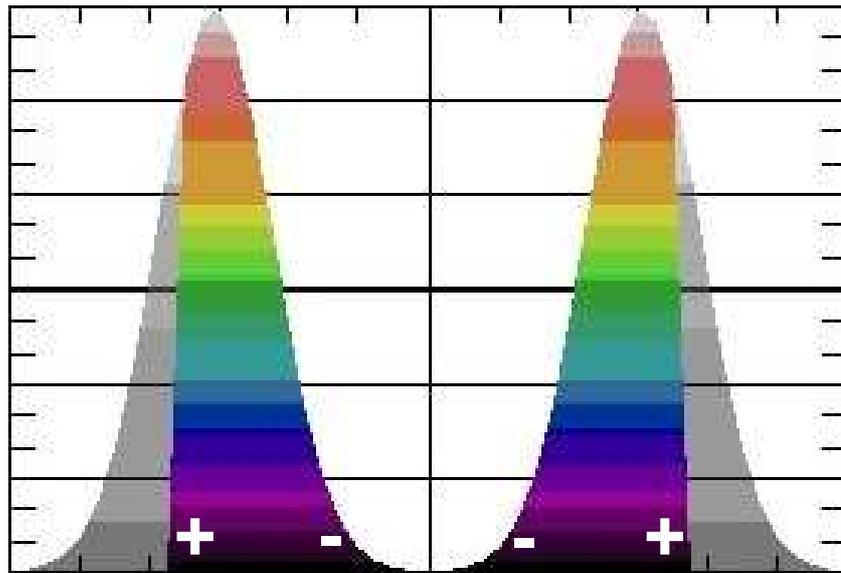


FIG. 3.24 – Forme du champ en sortie des lentilles (de 12,25 mm de rayon) pour des prismes de 15 mm de coté. La partie grisée correspond au champ réellement émis par les lentilles. La partie centrale correspond au champ collecté par les prismes constituant l'interféromètre de métrologie. Cette situation un peu caricaturale a pour but de visualiser facilement l'effet de troncation.

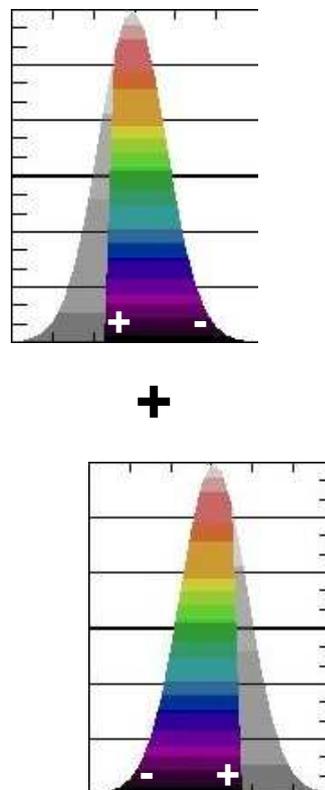


FIG. 3.25 – Superposition des champs en sortie de l'interféromètre de métrologie.

détecteurs en sortie de l'interféromètre en fonction du piston relatif. Pour évaluer le contraste des franges, nous générons une variation différentielle de piston. Celui ci est déterminé grâce à la valeur maximale et minimale de la puissance reçue par le détecteur situé à une position donnée. Dans la simulation numérique, le piston varie par incrément de 1×10^{-6} radians ce qui correspond à une différence de marche de $\delta = 12,25 \text{ nm}$ soit $\delta \approx \frac{\lambda}{55}$ pour une course totale de 490 nm. La variation de cette phase relative permet d'observer un déplacement des franges de la figure d'interférence en sortie de l'interféromètre de métrologie.

Le programme nous permet de plus de visualiser un graphe 3D reportant la répartition de la puissance lumineuse en sortie de l'interféromètre de métrologie ainsi que deux graphes déroulant 2D :

- La variation de la puissance échantillonnée par le détecteur placé en sortie de l'interféromètre de métrologie en fonction de la variation du piston sur l'un des deux bras du réseau de télescopes.
- La variation de la puissance échantillonnée normalisée par le détecteur placé en sortie de l'interféromètre de métrologie en fonction de la variation du piston sur l'un des deux bras du réseau de télescopes.

Le graphe "Intensité sur le détecteur" nous permet de visualiser la puissance reçue par le détecteur avec en arrière plan, les franges d'interférences en sortie du prisme. Le graphe "Contraste" nous permet quant à lui de visualiser le contraste des franges d'interférence en fonction de la position du détecteur dans le champ de franges de métrologie.

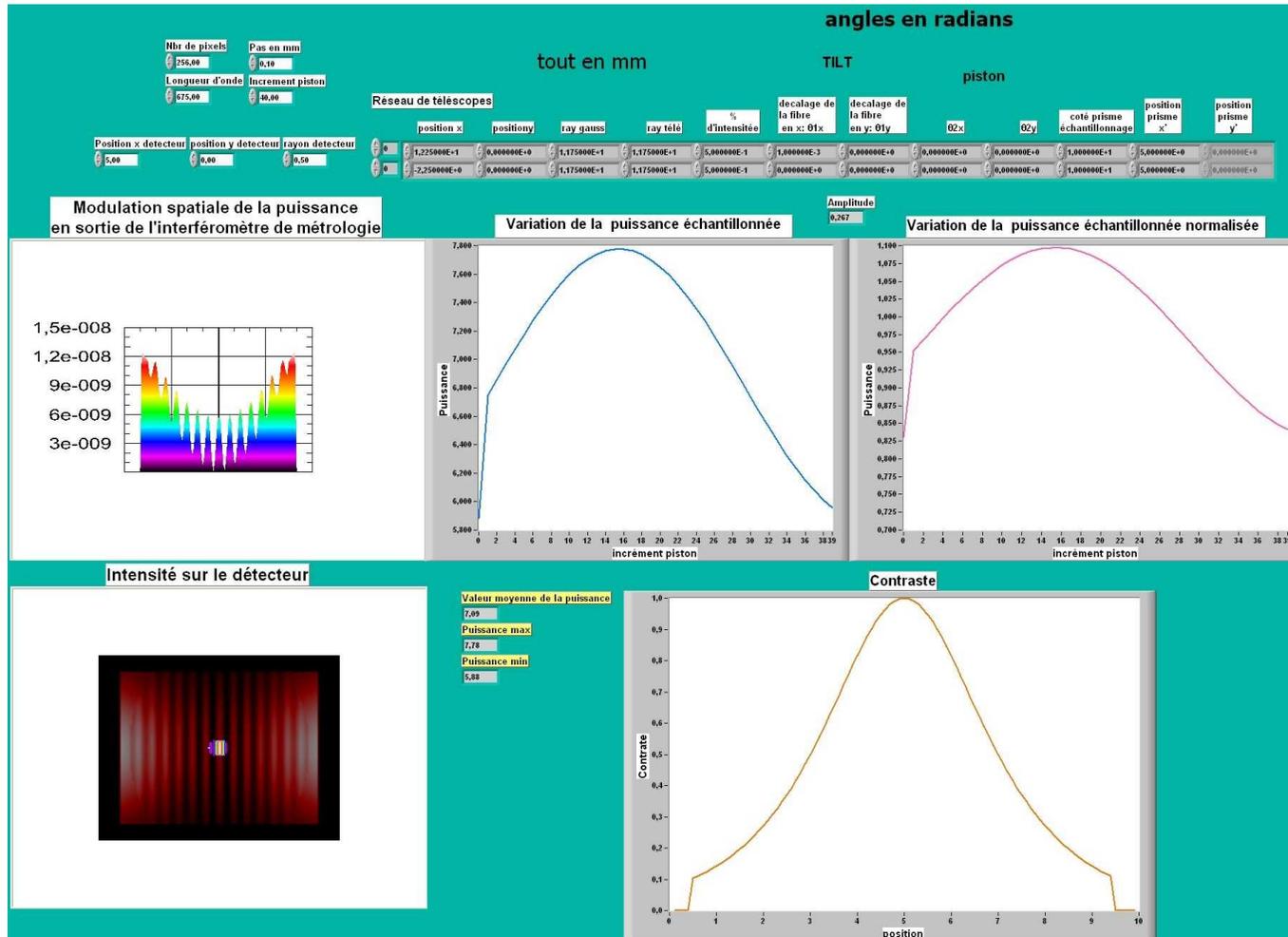


FIG. 3.26 – Face avant (interface utilisateur) du programme "detecteur.vi". Cas d'un interféromètre de métrologie constitué de prismes de 10 mm de coté avec un tilt de 1×10^{-3} radians sur l'un des bras et nul sur l'autre. Le détecteur utilisé dans ce cas possède un rayon de 0,5 mm.

Nous simulons tout d'abord l'effet, sur la puissance reçue par le détecteur, d'un décalage angulaire entre les deux bras du réseau. Cet angle influe sur le nombre de franges présentes sur la surface du cube et donc par conséquent sur la puissance reçue par le détecteur. Nous pouvons constater que lorsque le tilt augmente le contraste des franges analysées par le détecteur diminue.

Nous étudions ensuite l'effet de la taille du détecteur sur la modulation de la puissance reçue par le détecteur. Nous travaillons avec des détecteurs de rayons allant de 0,25 mm jusqu'à 4 mm pour une valeur d'interfrange fixée de 0,65 mm. Nous prenons un repère cartésien xOy dont le centre est le centre du cube (figure 3.27) ; les coordonnées du centre du détecteur seront données dans ce repère. Nous obtenons les résultats du tableau 3.4 et du graphe 3.28 :

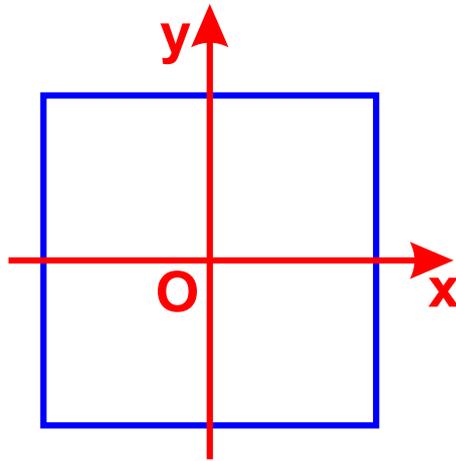


FIG. 3.27 – Repère cartésien centré sur le coté du cube.

Rayon du détecteur en mm	rapport diamètre détecteur/interfrange	Contraste
0,25	0,77	0,977
0,5	1,54	0,262
1	3,08	0,088
2	6,15	0,025
3	9,23	0,014
4	12,31	0,005

TAB. 3.4 – Tableau des valeurs de la variation de modulation de puissance en fonction de la taille du détecteur.

Nous pouvons constater sur le graphe de la figure 3.28 une diminution de la modulation de la puissance lorsque la taille des détecteurs augmente. Nous voyons clairement sur le graphe la nécessité d'utiliser des détecteurs de diamètre inférieur à deux fois l'interfrange des franges observées.

Nous simulons enfin l'effet de la position du détecteur dans le champ de franges sur le taux de modulation de puissance reçue par le détecteur. Nous simulons le cas d'un détecteur

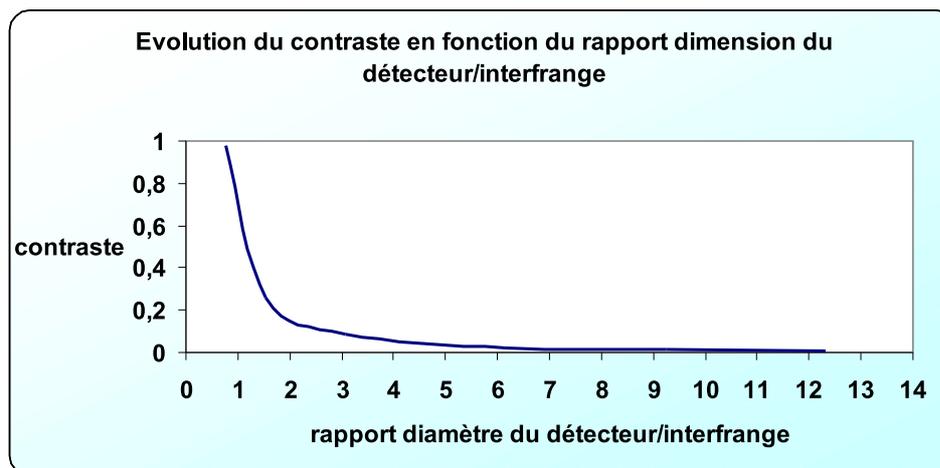


FIG. 3.28 – Modulation de la puissance reçue par le détecteur en fonction de la taille du détecteur ; ici le détecteur est placé en (0,0) dans le repère vu précédemment dans la figure 3.27

de 0,5 mm de rayon et d'un interfrange de 0,65 mm. La simulation nous permet d'obtenir les résultats suivant (tableau 3.5, graphe 3.29).

Position du détecteur en mm	Contraste
-4	0,04
-3	0,08
-2	0,14
-1	0,23
0	0,26

TAB. 3.5 – Tableau des valeurs de la variation de modulation de puissance en fonction de la position du détecteur dans le champ de franges de métrologie.

Nous pouvons constater sur le graphe que la modulation de puissance est maximum pour un détecteur placé au centre du cube du fait des déséquilibres photométriques, et que cette modulation diminue au fur et à mesure que la position du détecteur s'éloigne du centre du cube. Nous pouvons noter que le graphe a été tracé pour des positions du détecteur allant de -5 mm à 0 pour x . Il est en effet inutile de tracer le graphe pour des valeurs de x supérieures à 0 car le champ de franges est symétrique par rapport à l'axe Oy donc de ce fait le graphe de la modulation de puissance en fonction de la position du détecteur est symétrique par rapport à son axe des ordonnées.

Il nous faut donc trouver un compromis entre la valeur de l'interfrange et la dimension du détecteur tout en sachant qu'un tilt différentiel entre les deux champs fait varier l'interfrange. Un interfrange trop faible conduit à une diminution de la modulation observée par le détecteur du fait de l'intégration par le détecteur d'un grand nombre de franges. Le tilt des deux ondes doit être étalonné et le défaut angulaire produit par l'interféromètre de métrologie bien maîtrisé pour obtenir un contraste de franges convenable.

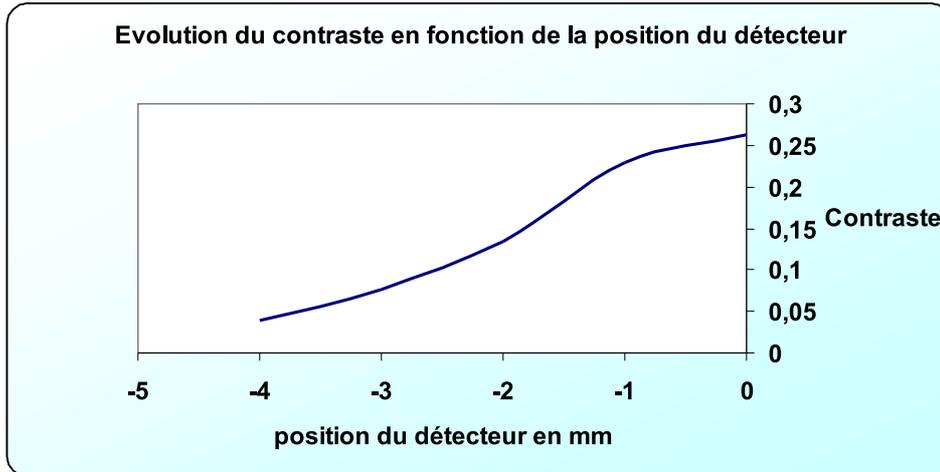


FIG. 3.29 – Le taux de modulation de puissance en fonction de la position du détecteur. Seule varie l'abscisse de la position du détecteur ; la position en y n'influe pas car les franges sont rectilignes suivant Oy .

Il ressort de la simulation que le détecteur doit être placé au centre de la face de sortie du cube afin de pouvoir bénéficier du meilleur contraste possible. En effet, dans cette situation, les flux provenant des deux bras de l'interféromètre sont équilibrés. Au contraire, si le détecteur n'est pas placé au centre de la face du cube, le déséquilibre photométrique entre les deux voies engendre une baisse du contraste.

De plus, il est important de constater que l'effet d'un tilt différentiel pourra être considéré comme négligeable. En effet, en utilisant les données expérimentales que nous avons rencontrées dans cette étude la maîtrise du tilt permet de garantir un état de surface d'onde à $\frac{\lambda}{60}$ près (voir paragraphe I.3.b)). Un tilt différentiel de cette ordre de grandeur ne produirait pas une dégradation significative de la mesure de la phase différentielle du piston dès lors qu'il est inférieur à $\frac{\lambda}{12}$.

4) Traitement du signal permettant la génération du signal d'erreur

L'interféromètre de métrologie nous permet d'obtenir deux systèmes de franges déphasés. Le déphasage entre les deux systèmes de franges est obtenu en fonction de la position relative des détecteurs dans les champs de franges. Une fluctuation du piston sur un des bras du réseau d'antennes va entraîner un glissement des franges spatiales à la sortie de l'interféromètre de métrologie. Les détecteurs vont alors mesurer simultanément, en fonction du temps, une évolution de la puissance lumineuse aux deux sorties de l'interféromètre de métrologie. C'est à partir de ces deux systèmes de franges que nous allons obtenir le signal d'erreur. Pour ce faire, chaque système de franges est multiplié par un signal sinusoïdal, provenant d'un oscillateur électrique de référence. La phase de ces signaux sinusoïdaux est fixée en fonction du tilt recherché ceci afin de raccorder les surfaces d'onde. Nous supposons cette phase connue du fait d'un étalonnage préliminaire en fonction du tilt de l'antenne synthétique. Dans tous les calculs suivants, nous considérerons les détecteurs comme infiniment petits.

Nous nous plaçons dans le cas où les extrémités des fibres sont décalées de la même

valeurs dans les plans focaux des lentilles (tilt), donc sans tilt différentiel, dans une configuration préalablement étalonnée et où le piston a une valeur permettant un quasi raccord de phase. Dans ce cas, le plan d'onde n'est plus parallèle au plan des lentilles mais il forme un angle (appelé angle de tilt) avec celui-ci (figure 3.30).

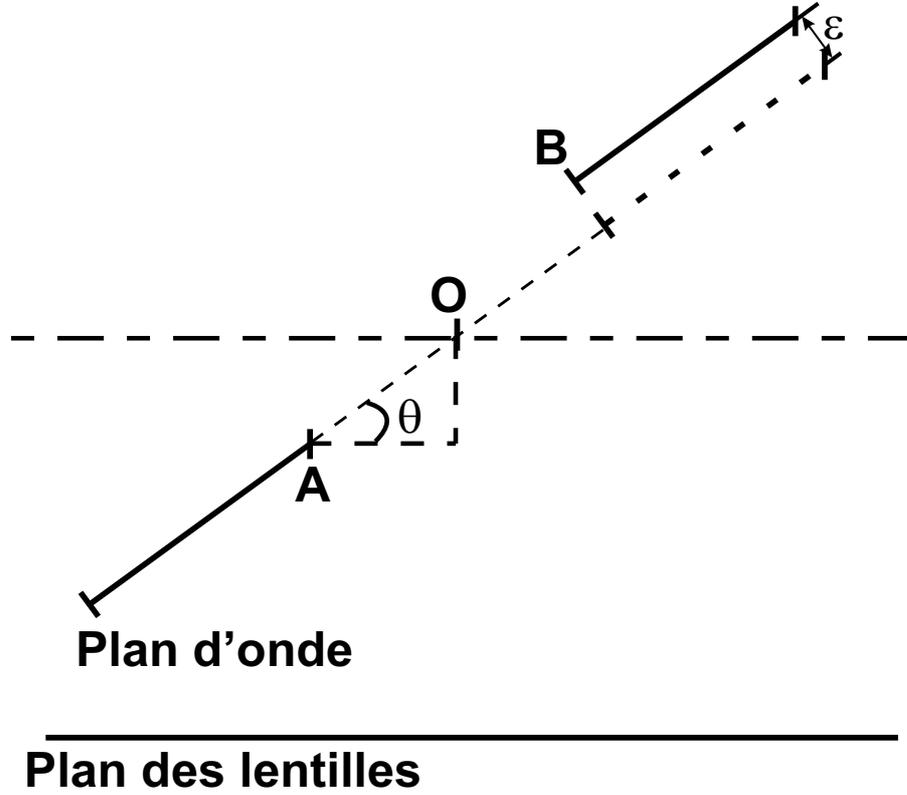


FIG. 3.30 – Inclinaison du plan d'onde résultante du déplacement des extrémités de fibres dans les plans focaux des lentilles. Visualisation de l'effet d'une erreur résiduelle de piston ε .

Dans ce cas, les phases en A et B des deux ondes émises par les deux lentilles s'écrivent :

$$\varphi_A = \frac{2\pi}{\lambda} \theta \times OA \quad \text{et} \quad \varphi_B = \frac{2\pi}{\lambda} \theta \times OB \quad (3.36)$$

A cette phase il peut s'ajouter un défaut différentiel de piston ε que nous cherchons à supprimer à l'aide d'un dispositif d'asservissement. Les signaux interférométriques prélevés par les photodiodes aux sorties du dispositif de métrologie deviennent alors :

$$I_1 = I \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \theta \times AB + \frac{2\pi}{i} x_1 + \varepsilon \right) \right) \quad \text{et} \quad I_2 = I \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \theta \times AB + \frac{2\pi}{i} x_2 + \varepsilon \right) \right) \quad (3.37)$$

où le terme $\frac{2\pi}{i} x$ représente le déphasage entre les deux ondes dû à l'interféromètre de métrologie. Nous considérons que les positions respectives x_1 et x_2 des deux détecteurs dans les champs de franges sont telles que le déphasage obtenu entre les deux signaux soit de $\frac{\pi}{2}$, de façon à ce que les deux signaux soient en quadrature, soit :

$$I_1 = I \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \theta \times AB + \varepsilon \right) \right) \quad \text{et} \quad I_2 = I \left(1 + \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \theta \times AB + \varepsilon \right) \right) \quad (3.38)$$

Après traitement de ces deux signaux interférométriques, nous obtenons :

$$\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\theta \times AB + \varepsilon\right) \quad \text{et} \quad \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}\theta \times AB + \varepsilon\right) \quad (3.39)$$

Nous supposons connu le point de fonctionnement du tilt. Nous pouvons donc obtenir le signal d'erreur en comparant les signaux interférométriques aux signaux de référence définissant le point de fonctionnement de l'antenne synthétique, soit :

$$\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\theta \times AB + \varepsilon\right)\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}\theta \times AB\right) - \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}\theta \times AB + \varepsilon\right)\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\theta \times AB\right) = \varepsilon \quad (3.40)$$

Le signal d'erreur obtenu est alors fonction du défaut de piston différentiel entre les deux voies de l'antenne. L'asservissement a pour objectif de minimiser au mieux cette erreur.

Nous pouvons remarquer, qu'une faible variation de puissance lumineuse de la source n'aura quasiment aucun effet sur le signal d'erreur obtenu puisqu'en effet, celle ci sera répercutée simultanément sur les deux signaux interférométriques. Une erreur de tilt rajouterai une phase $\varphi_{différentielle}$ à l'erreur résiduelle, et le signal d'erreur obtenu ne serait plus ε mais $\varepsilon + \varphi_{différentielle}$. La résolution des céramiques piézo électriques portant la fibre dans le plan focal des lentilles nous permet de maîtriser le tilt avec une précision de $\frac{\lambda}{60}$. Or comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent une erreur de phase inférieure à $\frac{\lambda}{4}$ n'engendre pas de dégradations significatives de la figure de diffraction. Nous considérons donc l'erreur de tilt résiduel $\varphi_{différentielle}$ comme négligeable.

III Mise en oeuvre expérimentale

L'objectif de la mise en oeuvre expérimentale est, dans un premier temps de démontrer le principe de pointage en agissant simultanément sur le tilt et le piston de l'antenne, puis dans un second temps de mettre en place sur l'antenne un dispositif optique permettant l'obtention d'un signal d'erreur destiné à contrôler le piston.

1) Démonstration expérimentale du pointage d'un réseau de deux lentilles

a) Le dispositif expérimental

Pour valider les résultats numériques obtenus par la simulation, nous avons expérimenté un dispositif à deux ouvertures en émission (Figure 3.31, Photo 3.32(a)). La source est un laser Hélium-Néon qui émet à une longueur d'onde moyenne de 632,8nm. Cette source a été choisie pour sa grande longueur de cohérence, permettant l'obtention de franges d'interférences en sortie du dispositif, même si celui-ci n'est pas parfaitement cophasé à l'ordre zéro d'interférence.

Un cube polariseur est placé devant le faisceau laser afin d'obtenir un flux lumineux polarisé rectilignement (Photo 3.32(b)). Un cube séparateur est disposé après le polariseur afin de séparer le faisceau en deux parties. Les deux faisceaux résultant sont dirigés chacun vers un objectif de microscope, de grossissement $\times 10$. La lumière est ainsi injectée dans les deux fibres optiques unimodales à maintien de polarisation (fibre bow-tie HB600 de Fibercore). Les faisceaux sont acheminés jusqu'aux lentilles grâce aux fibres dont les extrémités sont placées dans le plan focal de celles-ci. Nous avons pris soin d'aligner à chacune des extrémités de fibres les axes neutres de polarisation.

Pour chaque bras interférométrique, cinq tours de fibre sont enroulés autour d'un tube piézo-électrique, de 60 mm de diamètre, qui permet par sa déformation, l'étirement mécanique de la fibre. La modulation du chemin optique qui en résulte est de $4\mu\text{m}$ en équivalent chemin d'air par boucle d'enroulement lorsque nous appliquons à la céramique PZT une tension de $\pm 150\text{V}$. Ainsi il est possible d'étirer chaque fibre d'une longueur totale de $20\mu\text{m}$.

Les extrémités de fibres sont fixées sur un module de translation piézo-électrique qui leur permettent un déplacement transversal dans le plan focal des lentilles et ainsi crée une inclinaison du faisceau émergent des lentilles (tilt). Ces translations permettent un déplacement latéral de l'extrémité des fibres de $\pm 12,5\mu\text{m}$ ce qui correspond à une inclinaison de $\pm 1,04 \times 10^{-4}\text{rad}$ de la direction d'émission avec une résolution angulaire de 420 nrad, pour des lentilles de distance focale de 120 mm. Dans le cas où le tilt maximum réalisable est appliqué aux deux pupilles, le piston à générer pour obtenir un raccordement des fronts d'onde s'élèverait à $5,1\mu\text{m}$ ce qui est facilement réalisable compte tenu des caractéristiques des modulateurs PZT utilisés pour étirer la fibre.

Ces fibres éclairent deux doublets Melles Griot, de 23,5 mm de diamètre chacun et de distance focale 120mm, espacés centre à centre de 24,5 mm. Ces lentilles sont collées dans un support mécanique avec de la colle époxy.

L'observation en champ lointain se fait à l'aide d'un télescope Célestron de diamètre 20 cm et de distance focale 2 m. Un objectif de microscope $\times 20$ réimage le plan focal du télescope sur une caméra Eurocams CV CCIR placée à une distance de 10 cm de l'objectif de microscope.

L'acquisition de l'image se fait à l'aide du logiciel Eurosoft sur un ordinateur connecté à la caméra.

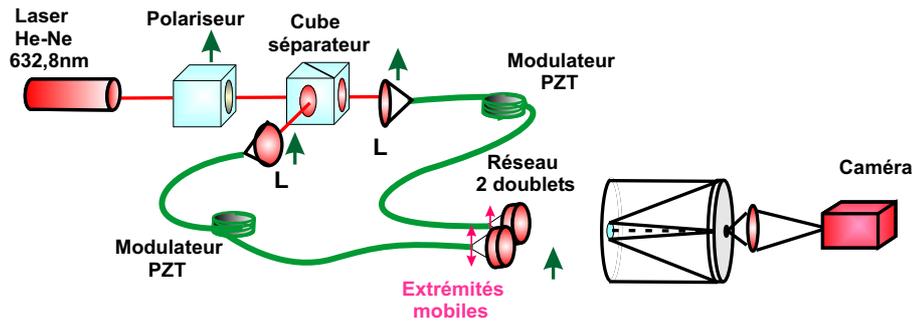
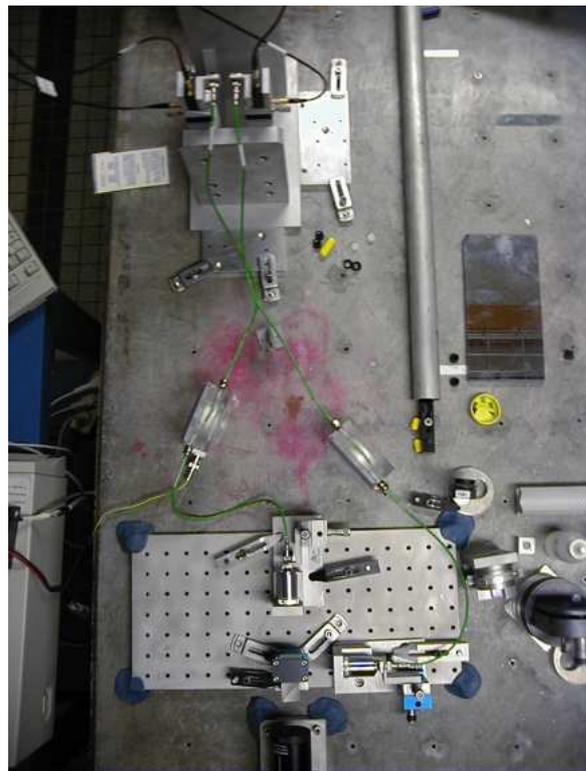


FIG. 3.31 – Schéma du dispositif expérimental du réseau de deux lentilles



(A) Photo du dispositif expérimental du réseau de deux lentilles



(B) Photo de la partie fibrée du dispositif expérimental

FIG. 3.32 – Photos du dispositif expérimental du réseau de deux lentilles, utilisé en tant qu'antenne synthétique en émission

b) Résultats expérimentaux

Le résultat que nous souhaitions visualiser avec ce dispositif expérimental était un déplacement simultané de l'ensemble constitué par l'enveloppe et la modulation des franges d'interférence. Ce travail a été effectué en boucle ouverte en utilisant une commande simultanée des paramètres de tilt et de piston. Ces signaux étaient générés par une carte de commande piézo et un environnement logiciel de type Labview. L'ajustement progressif des paramètres a permis une mise en évidence expérimentale représentée sur la figure 3.33. Nous constatons sur ces figures successives un glissement conjoint des franges et du diagramme d'antenne d'environ $130 \mu rad$ horizontalement et d'une soixantaine de μrad verticalement.

Nous obtenons un pic d'intensité égal à 89 % de celle prévue par la théorie. Cette diminution peut avoir plusieurs causes :

- Une légère différence de polarisation des deux ondes due à un alignement imparfait des axes neutres des fibres.
- Un défaut de raccordement des deux fronts d'ondes (résultant d'un léger défaut de piston).
- Une différence de la valeur du tilt appliqué au deux fronts d'ondes.

Les deux derniers défauts peuvent être minimisés en utilisant un double système d'asservissement pour contrôler la différence de marche et l'inclinaison des ondes. Cependant, nous estimons pouvoir maîtriser le tilt de façon assez précise pour que ce dernier effet soit négligeable. Il apparaît donc que seul l'asservissement du piston est nécessaire. La production d'un signal d'erreur permettra la mise en place d'un dispositif d'asservissement autour d'un point de fonctionnement donné qui permettra un maintien du système dans une configuration donnée de tilt et de piston.

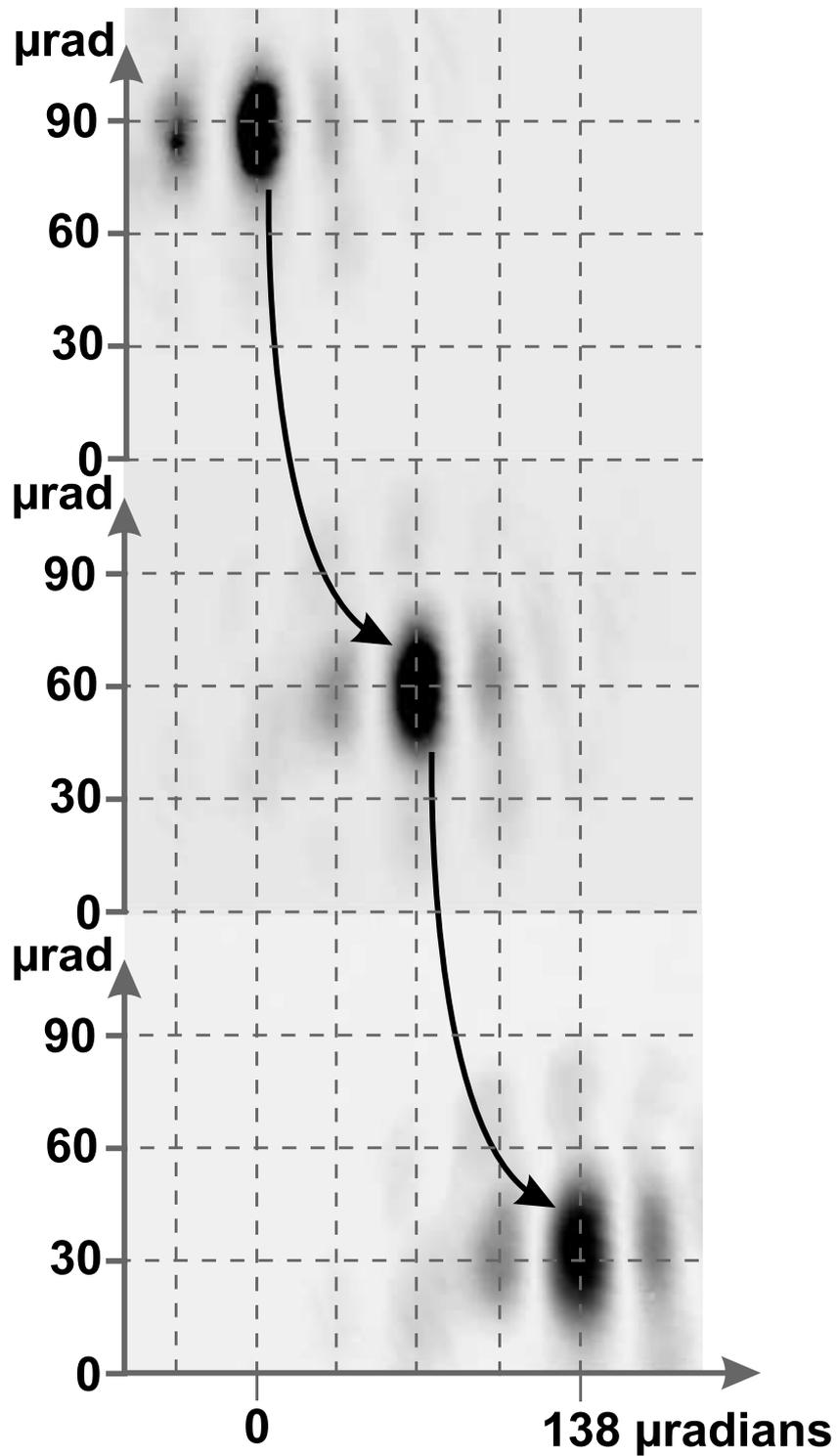


FIG. 3.33 – Visualisation expérimentale du déplacement de la figure de diffraction du réseau de deux lentilles sous l'effet simultané du piston et du tilt

2) Mise en place expérimentale du dispositif de métrologie

a) Le dispositif expérimental

Il apparaît dans les simulations numériques menées au paragraphe II.2).a) page 93 qu'un rapport de surface entre le prisme et la lentille valant 5,8 % semble être un bon compromis entre la dégradation du pic d'intensité en champ lointain et le pourcentage de puissance lumineuse utilisée par l'interféromètre. Dans notre cas expérimental où les lentilles ont un diamètre de 23,5 mm, cela revient à utiliser des prismes de 5mm de coté. En effet, dans ce cas, le pic d'intensité est de $1,88 I_0$, ce qui correspond à une perte de puissance relativement faible, et le pourcentage de puissance utilisée est de 0,7 %. Le résultat obtenu pour le pourcentage de puissance utilisé peut paraître faible pour l'obtention du signal d'erreur, cependant, cela correspond à des niveaux de puissance très faciles à détecter par des photodiodes silicium classiques vue la puissance que devra émettre le dispositif. Dans notre cas pratique, l'interféromètre de métrologie présenté précédemment, sera constitué de trois prismes droits de 10 mm de coté ainsi qu'un cube séparateur de 12,5 mm de coté afin de rendre le collage des différents éléments plus aisé. Les prismes et le cube sont assemblés selon la configuration choisie dans la partie précédente. Le tout est collé sur une lame circulaire à faces parallèles (photos des figures 3.34(a) et 3.34(b)) afin de faciliter l'assemblage des différents composants. Dans cette étude préliminaire, pour une question de coûts, nous avons préféré réaliser le dispositif nous même de façon artisanale.

Pour notre application expérimentale, la dimension des prismes retenue nous donne un rapport de surface prisme/lentille de 23 % conduisant à une dégradation de la figure de diffraction de l'antenne de 41 %.

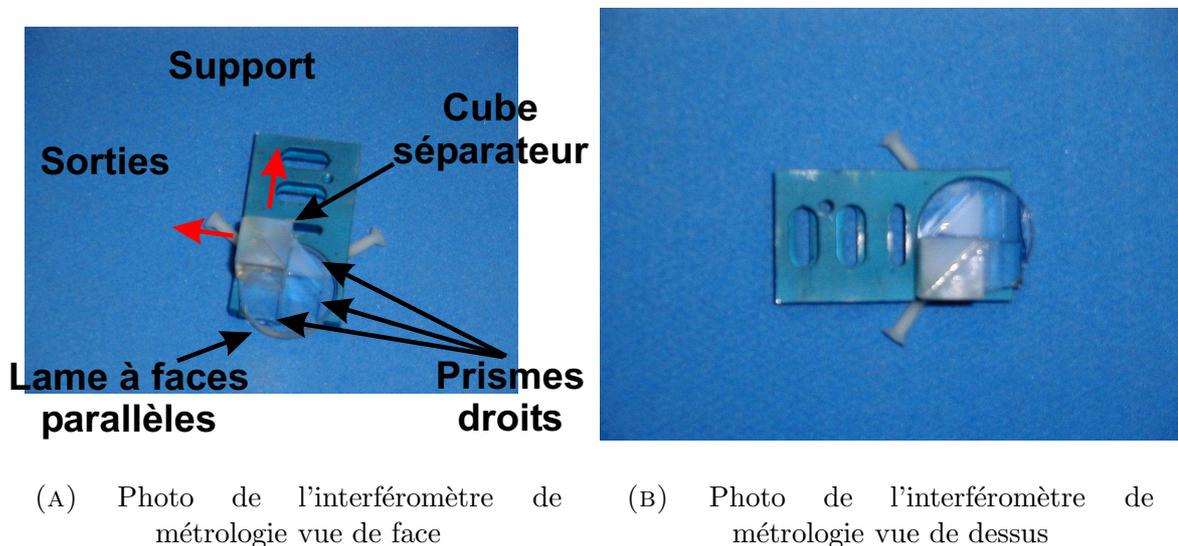
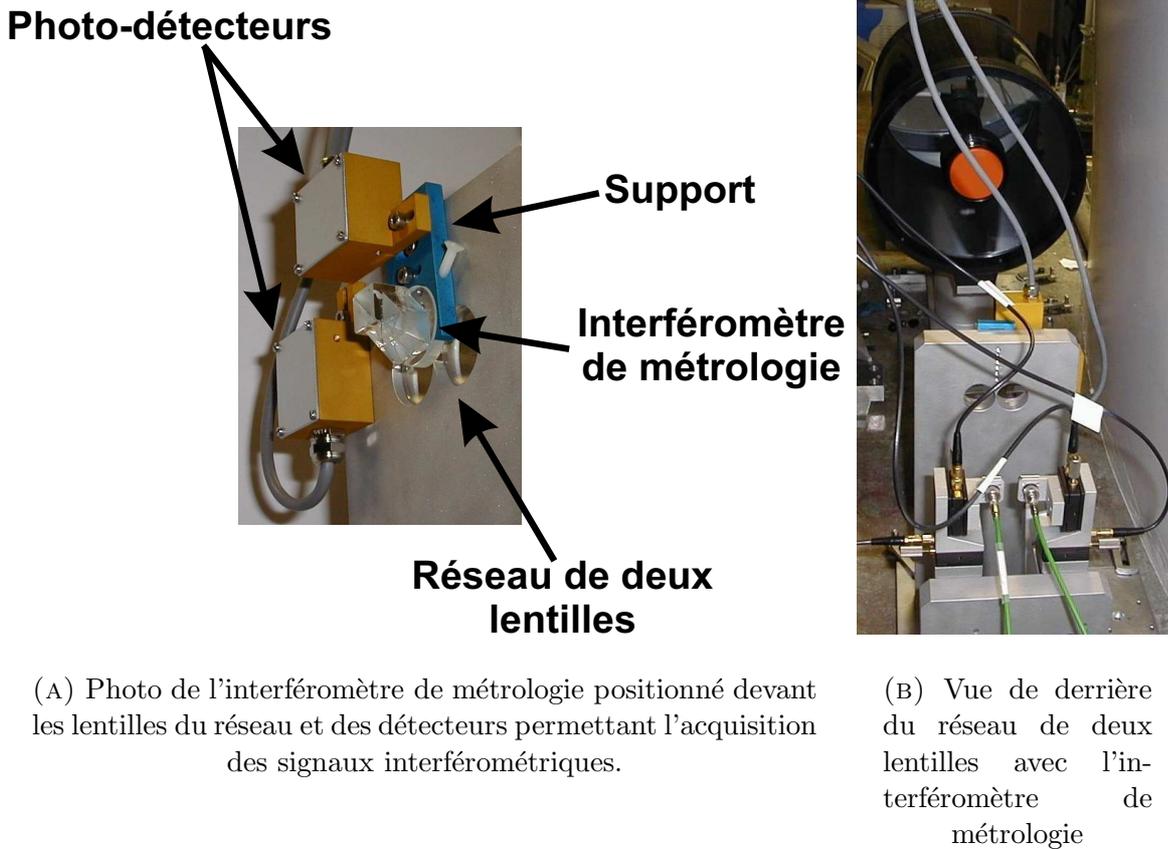


FIG. 3.34 – Photos de l'interféromètre de métrologie

L'épaisseur de colle se trouvant entre les différents éléments constituant l'interféromètre de métrologie peut créer un défaut angulaire lors de la recombinaison des faisceaux. En contrôlant ce défaut angulaire il est possible d'ajuster la périodicité des interférences spatiales entre ces



(A) Photo de l'interféromètre de métrologie positionné devant les lentilles du réseau et des détecteurs permettant l'acquisition des signaux interférométriques.

(B) Vue de derrière du réseau de deux lentilles avec l'interféromètre de métrologie

FIG. 3.35 – Photos de l'interféromètre de métrologie mis en place sur le dispositif expérimental

deux ondes.

Expérimentalement, nous constatons que lorsque l'interféromètre est illuminé avec une seule onde plane, nous pouvons observer environ trois franges d'interférence sur toute la largeur de la face de sortie du cube avec un interfrange de l'ordre de 4,5 mm.

Pour une amplitude maximum du tilt différentiel de l'onde générée par l'antenne synthétique, le nombre de franges observées s'est élevé jusqu'à une dizaine de franges, ce qui correspond à un interfrange de l'ordre du millimètre. Cependant si les tilts sont identiques pour les deux pupilles, la structure des franges reste inchangée à une translation près (résultant d'une éventuelle variation différentielle de piston). C'est dans cette configuration que sera utilisé le montage. Il est alors possible de mesurer la phase différentielle entre les deux pupilles.

Cet interféromètre est fixé devant les lentilles. Les deux systèmes de franges sont observés par deux photo-détecteurs de $11,70 \text{ mm}^2$ de surface active(photos des figures 3.35(a) et 3.35(b)) placés en sortie du cube séparateur. Les photo-détecteurs utilisent des photodiodes et amplificateurs opérationnels dans un montage photovoltaïque (figure 3.36).

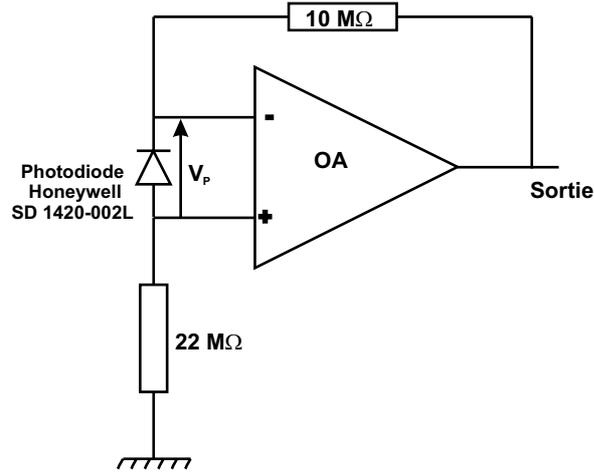


FIG. 3.36 – Schéma du montage photovoltaïque constituant les photo-détecteurs

b) Caractérisation expérimentale préliminaire avec une modulation linéaire du chemin optique

Expérimentalement, afin de caractériser le système, nous allons appliquer une différence de phase modulée linéairement en fonction du temps égal à Ωt . Avec :

- Ω la pulsation du signal sinusoïdal
- t la variable temporelle

Cette variation différentielle de piston est produite par la modulation temporelle du chemin optique sur l'une des deux fibres éclairant le doublet de lentilles. Pour ce faire, la céramique piézo-électrique sur laquelle est enroulée la fibre en question est déformée sous l'action d'une tension triangulaire qui a pour effet d'étirer la fibre optique et donc par conséquent de faire varier quasi linéairement la longueur de chemin optique de l'onde guidée par cette fibre. Cette modulation temporelle génère une translation de chaque système de franges en sortie de l'interféromètre. Par conséquent, chaque détecteur visualise une modulation temporelle sinusoïdale du signal lumineux. Nous avons donc de ce fait deux signaux interférométriques fonction du temps de même période et déphasés en sortie de l'interféromètre de métrologie.

Les signaux interférométriques prélevés par les photodiodes placées à des positions fixes en sortie de l'interféromètre de métrologie peuvent alors s'écrire sous la forme :

$$I\left(1 + V \sin(\Omega t + \varepsilon)\right) \quad \text{et} \quad I\left(1 + V' \cos(\Omega t + \varepsilon)\right) \quad (3.41)$$

où I est un terme photométrique alors que V et V' sont les contrastes des franges dépendant entre autre de l'effet d'intégration des détecteurs. Les signaux interférométriques sont filtrés afin de supprimer la composante continue et ensuite amplifiés en faisant en sorte d'égaliser l'amplitude des deux fonctions sinusoïdales. Nous réalisons ensuite un traitement permettant d'effectuer le produit des différents signaux afin d'obtenir le signal d'erreur :

$$\sin\left(\Omega t + \varepsilon(t)\right) \cos\left(\Omega t\right) - \cos\left(\Omega t + \varepsilon(t)\right) \sin\left(\Omega t\right) = \sin\left(\varepsilon(t)\right) \quad (3.42)$$

Ceci est le résultat obtenu dans le cas idéal où les deux signaux sont en quadrature. Cependant, si le déphasage entre les deux signaux ne vaut pas $\frac{\pi}{2}$ mais une phase φ quelconque, nous obtenons le résultat suivant :

$$\sin\varphi \sin(\varepsilon(t)) \quad (3.43)$$

Les calculs permettant d'obtenir ce résultat seront effectués dans le chapitre suivant. Nous pouvons donc conclure de ce résultat que si les deux signaux ne sont pas en quadrature de phase, le signal d'erreur va se trouver diminué d'un facteur $\sin\varphi$. Donc, plus le déphasage entre les deux signaux sera proche de $\frac{\pi}{2}$, plus l'amplitude du signal d'erreur obtenu sera importante. Ce signal d'erreur permet le pilotage des céramiques PZTs. La boucle d'asservissement étant fermée, le signal d'erreur peut donc être minimisé afin d'effectuer une mise en phase des ondes émises par les deux lentilles du réseau de télescopes (figure 3.37).

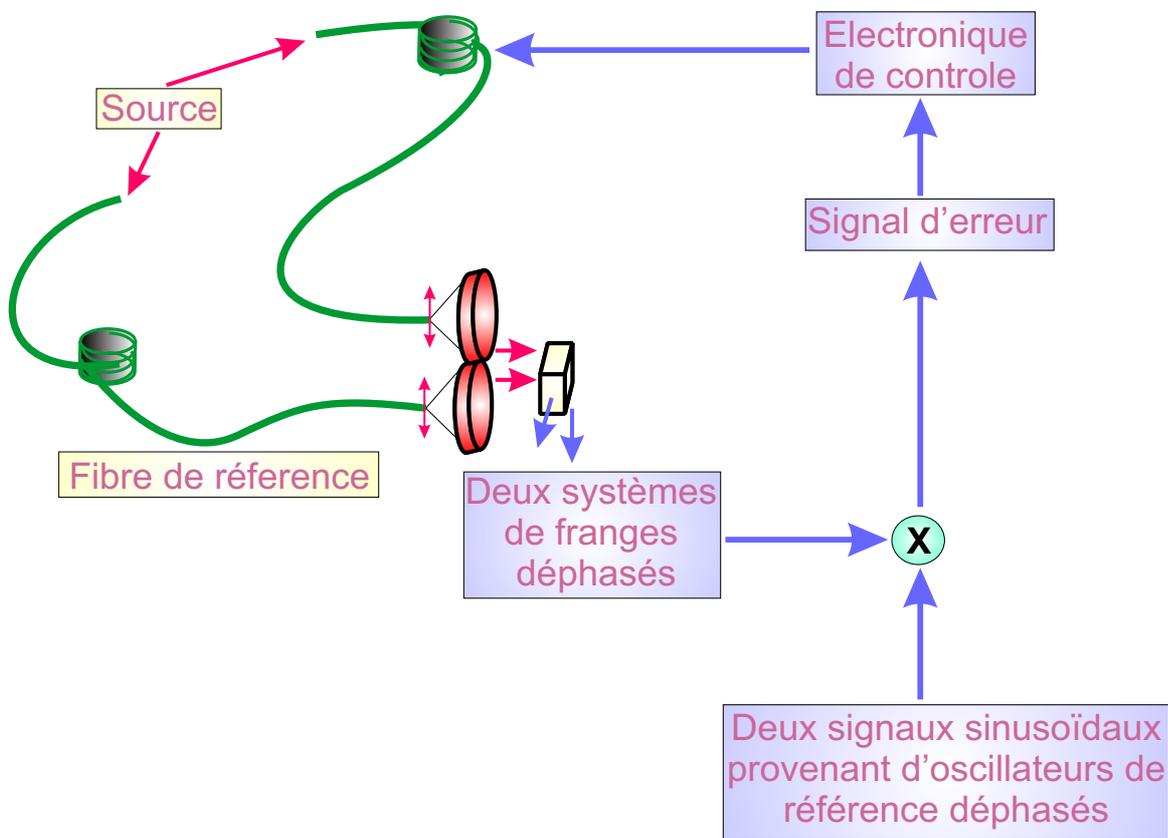


FIG. 3.37 – Schéma du principe de la modulation linéaire de chemin optique par étirement mécanique asservi d'une fibre optique.

c) Résultats expérimentaux

Le système d'asservissement a pour but de maintenir le dispositif autour d'un point de fonctionnement correspondant à une consigne de tilt et aux pistons associés pour assurer le raccordement de la surface d'onde. Dans un premier temps, il convient d'étalonner l'antenne afin d'ajuster au mieux les variations de piston pour une consigne de tilt recherchée.

Notre but est de montrer que nous pouvons, à l'aide du dispositif de métrologie mis en œuvre, générer un signal d'erreur qui nous permettra par la suite d'asservir le dispositif. Cependant, faute de temps, l'asservissement ne sera pas réalisé dans le cadre de cette étude. Nous allons donc chercher à obtenir et caractériser un signal d'erreur en boucle ouverte c'est à dire sur un dispositif non asservi.

Expérimentalement le co-alignement des diagrammes d'antenne sera assuré par visualisation du champ lointain. Dans le système final, la commande en tension de systèmes de translations piézoélectriques asservis permettra d'obtenir une précision submicronique bien supérieure à ce qui est nécessaire.

Nous cherchons donc à générer le signal d'erreur en prenant pour hypothèse les points suivants :

- Un tilt quasi identique sur l'ensemble des pupilles.
- Point de fonctionnement de tilt quelconque.
- Différence de piston entre les 2 voies inconnue à déterminer.

c).1 Obtention du signal d'erreur Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, un réseau de deux lentilles est équivalent à un interféromètre à deux voies, sur lequel le piston et le tilt peuvent être corrigés pour obtenir le pointage souhaité de l'antenne synthétique. Nous positionnons l'interféromètre de métrologie sur le dispositif expérimental vu dans le paragraphe III.1).a).

La position des deux photodiodes dans les deux champs de franges influe sur le déphasage mesuré entre les deux signaux interférométriques. Nous pouvons donc choisir le déphasage entre les deux signaux en modifiant la position relative des photodiodes dans les champs de franges.

Afin d'évaluer la qualité du signal d'erreur, nous allons moduler temporellement la longueur de chemin optique sur l'une des deux fibres et ainsi observer temporellement en sortie des deux faces du cube séparateur deux systèmes de franges déphasés. La modulation de chemin optique (piston) est obtenue en appliquant une tension sur la céramique piézo électrique sur laquelle est enroulée la fibre éclairant une des deux lentilles du dispositif. La tension utilisée est une tension triangulaire qui nous servira aussi par la suite de signal de déclenchement pour l'acquisition des systèmes de franges.

La tension appliquée à la céramique est obtenue à l'aide d'un générateur basse fréquence amplifié par une carte haute tension. Nous utilisons une carte d'amplification haute tension afin d'avoir une modulation de chemin optique beaucoup plus importante ce qui nous permet d'avoir un nombre de franges important (18 dans notre cas) pendant le temps de montée de la consigne appliquée à la céramique PZT.

Dans ce cadre expérimental, le déphasage théorique est linéaire en fonction du temps :

$$\varphi_{theorique} = \Omega t \tag{3.44}$$

Cette phase linéaire connue va nous permettre de visualiser les erreurs et tous les phénomènes parasites pouvant perturber la génération du signal d'erreur.

L'acquisition de ces deux systèmes de franges est réalisée sous Labview avec une carte National Instrument PCI-6110 E. Nous utilisons un programme permettant l'acquisition de trois signaux simultanément (les deux systèmes de franges ainsi que la tension fournie par le GBF). Nous utilisons le signal fourni par le GBF comme signal de déclenchement pour l'acquisition. Nous utilisons un filtre analogique passe bas afin d'éliminer le bruit haute fréquence sur les deux signaux provenant du bruit de détection.

Nous disposons donc maintenant des deux systèmes de franges. Afin d'obtenir le signal d'erreur, ces signaux interférométriques vont devoir subir un traitement du signal :

- Suppression de la composante continue pour les deux signaux interférométrique.
- Normalisation des signaux obtenus.
- Obtention du signal d'erreur final par combinaison avec la consigne.

L'ensemble de ces étapes va être effectué de façon numérique à l'aide d'un programme réalisé sous Labview.

Pour retirer la composante continue des signaux, nous calculons leurs spectres par transformée de Fourier. L'analyse du pic à la fréquence 0 du spectre nous permet d'obtenir la composante continue du signal. Celle ci est retranchée au signal afin d'être éliminée.

La seconde étape a pour objet la normalisation des amplitudes des signaux détectés. En analysant le second pic associé à la modulation des franges, nous obtenons l'amplitude de notre signal. En divisant le signal par l'amplitude obtenue nous pouvons fournir un signal normalisé.

Ces opérations pourraient être effectuées analogiquement par des cartes électroniques de filtrage et d'amplification en fonction des contraintes de temps de réponse.

Après avoir effectué ces deux opérations les deux signaux obtenus sont :

$$\sin(\Omega t + \varepsilon(t)) \quad \text{et} \quad \sin(\Omega t + \varepsilon(t) + \varphi) \quad (3.45)$$

où $\varepsilon(t)$ est l'erreur et φ le déphasage entre les systèmes de franges.

Dans le cas idéal le déphasage des deux signaux vaut $\frac{\pi}{2}$ et ceux ci sont donc en quadrature cette situation est optimum pour obtenir des signaux faiblement bruités. Cependant, dans la pratique les deux signaux sont rarement en quadrature de phase et le traitement du signal doit s'effectuer avec deux sinusoïdes déphasées.

Pour obtenir notre signal d'erreur, il nous suffit de multiplier les deux signaux obtenus par deux signaux sinusoïdaux de même pulsation Ω et déphasés de φ l'un par rapport à l'autre, et de les soustraire.

$$Err = \sin(\Omega t + \varepsilon(t))\sin(\Omega t + \varphi) - \sin(\Omega t + \varepsilon(t) + \varphi)\sin(\Omega t) = \sin\varphi\sin\varepsilon(t) \quad (3.46)$$

Soit :

$$Err = K\sin\varepsilon(t) \quad \text{avec} \quad K = \sin\varphi \quad (3.47)$$

La figure 3.38 donne un exemple d'enregistrement de Err.

Nous remarquons sur le signal d'erreur une partie de la courbe qui est croissante. Cette partie de la courbe correspond à la non-linéarité de la réponse de la céramique piézo électrique à la tension de commande permettant un étirement de la fibre. En théorie nous voulons mesurer l'écart entre la consigne linéaire et les défauts. Nous voyons nettement apparaître l'importance de la quadrature sur la figure 3.38. En effet l'amplitude du signal d'erreur va être d'autant plus grande que le coefficient K va être proche de 1 ou en d'autre terme que φ va être proche de $\frac{\pi}{2}$.

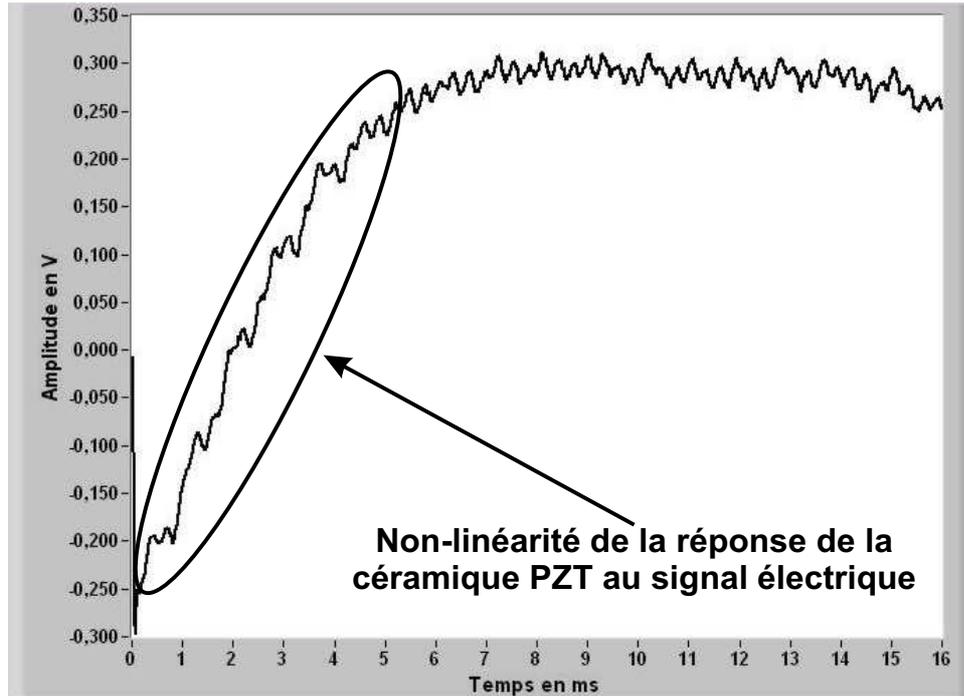


FIG. 3.38 – Exemple de signal d'erreur obtenu par traitement des signaux interférométriques

c).2 Effets parasites et optimisation du signal d'erreur Le signal d'erreur visualisé précédemment est obtenu après optimisation de certains paramètres. Nous allons voir successivement les effets de différents phénomènes parasites qui peuvent dégrader le signal d'erreur ainsi obtenu. Nous nous plaçons toujours dans le cas d'une modulation linéaire de chemin optique en fonction du temps afin de visualiser aisément l'ensemble des défauts.

Si le poids des deux systèmes de franges n'est pas identique du fait d'une erreur de normalisation, le signal d'erreur présente un terme à la fréquence double de celle des franges. En effet si A et B sont les deux coefficients correspondants à l'amplitude des signaux, cela se traduit de la façon suivante sur l'équation permettant d'obtenir le signal d'erreur :

$$Err = A \times \sin(\Omega t + \varepsilon(t)) \sin(\Omega t + \varphi) - B \times \sin(\Omega t + \varepsilon(t) + \varphi) \sin(\Omega t) \quad (3.48)$$

En effectuant le calcul, nous obtenons le résultat suivant :

$$\cos\left(2\Omega t + \varepsilon(t) + \varphi\right) \times \left(\frac{B - A}{2}\right) + \cos\varepsilon(t)\cos\varphi \times \left(\frac{A - B}{2}\right) + \sin\varepsilon(t)\sin\varphi \times \left(\frac{A + B}{2}\right) \quad (3.49)$$

Nous voyons apparaître la fréquence double dans le premier terme du résultat. D'un point de vue pratique cette erreur se visualise par une oscillation, à la fréquence double de celle des oscillateurs de référence du signal d'erreur en plus du terme souhaité (figure 3.39).

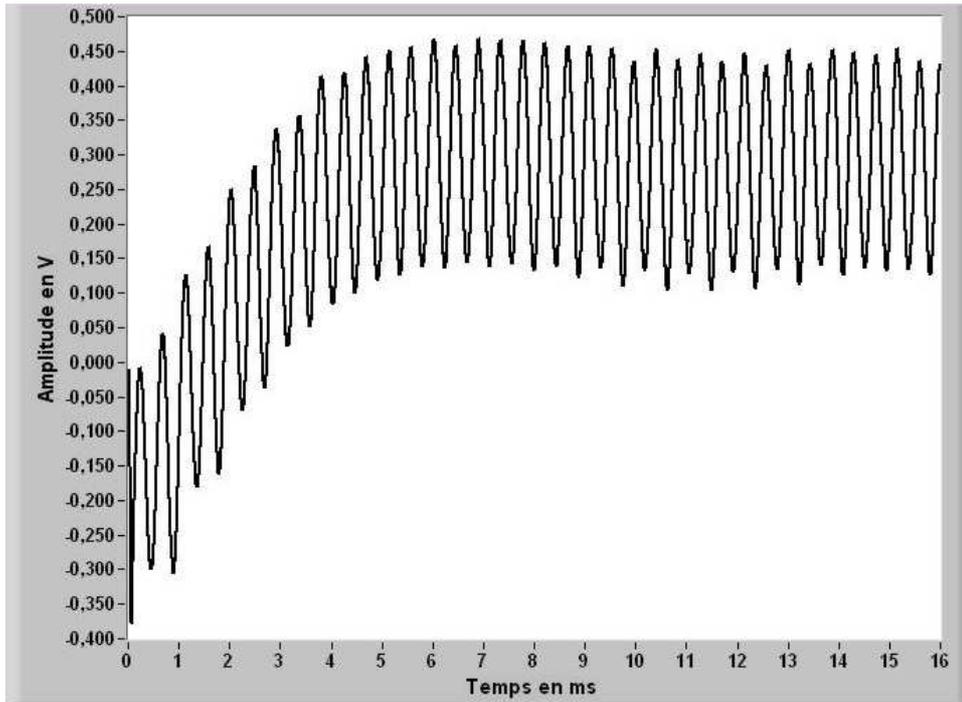


FIG. 3.39 – Cas d'une différence d'amplitude des deux signaux interférométriques : oscillation à la fréquence double

Si le déphasage des fonctions générées par les oscillateurs de référence est différent de celui observé pour les signaux interférométriques, le signal d'erreur obtenu contient à nouveau, en plus du terme souhaité, un terme à la fréquence double (figure 3.40).

L'équation devient :

$$\sin\left(\Omega t + \varepsilon(t)\right)\sin\left(\Omega t + \varphi\right) - \sin\left(\Omega t + \varepsilon(t) + \varphi + \varphi'\right)\sin\left(\Omega t\right) \quad (3.50)$$

et dans ce cas nous obtenons le résultat suivant :

$$\frac{1}{2}\left[\cos\left(\varepsilon(t) - \varphi\right) - \cos\left(\varepsilon(t) + \varphi + \varphi'\right)\right] + \frac{1}{2}\left[\cos\left(\varphi' - 1\right)\cos\left(2\Omega t + \varepsilon(t) + \varphi\right) - \sin\varphi'\sin\left(2\Omega t + \varepsilon(t) + \varphi\right)\right] \quad (3.51)$$

Si la fréquence des signaux interférométriques diffère de celle des signaux générés par les oscillateurs de référence, le défaut de fréquence conduit à l'apparition d'un terme de battement supplémentaire dans l'expression du signal d'erreur (figure 3.41).

En effet si Ω_1 est la fréquence des signaux interférométriques et Ω_2 la fréquence des signaux générés par les oscillateurs de référence, l'équation devient :

$$Err = \sin(\Omega_1 t + \varepsilon(t)) \sin(\Omega_2 t + \varphi) - \sin(\Omega_1 t + \varepsilon(t) + \varphi) \sin(\Omega_2 t) \quad (3.52)$$

Ce qui donne le résultat suivant :

$$Err = \sin\varphi \sin((\Omega_1 - \Omega_2)t \times \varepsilon(t)) = K \sin((\Omega_1 - \Omega_2)t \times \varepsilon(t)) \quad (3.53)$$

Cette situation de battement entre les signaux interférométriques et l'oscillateur de référence offre cependant l'avantage de pouvoir visualiser l'amplitude maximum de la tension d'erreur (cf. partie suivante).

Si la suppression des composantes continues n'est pas parfaite, nous pouvons observer des composantes de faible amplitude de même fréquence que celle des signaux interférométriques (figure 3.42). En effet dans ce cas nous avons :

$$Err = \left(1 + \sin(\Omega t + \varepsilon(t))\right) \sin(\Omega t + \varphi) - \left(1 + \sin(\Omega t + \varepsilon(t) + \varphi)\right) \sin(\Omega t) \quad (3.54)$$

ce qui permet d'obtenir :

$$Err = \sin(\Omega t + \varphi) - \sin(\Omega t) + \sin\varphi \sin(\varepsilon(t)) \quad (3.55)$$

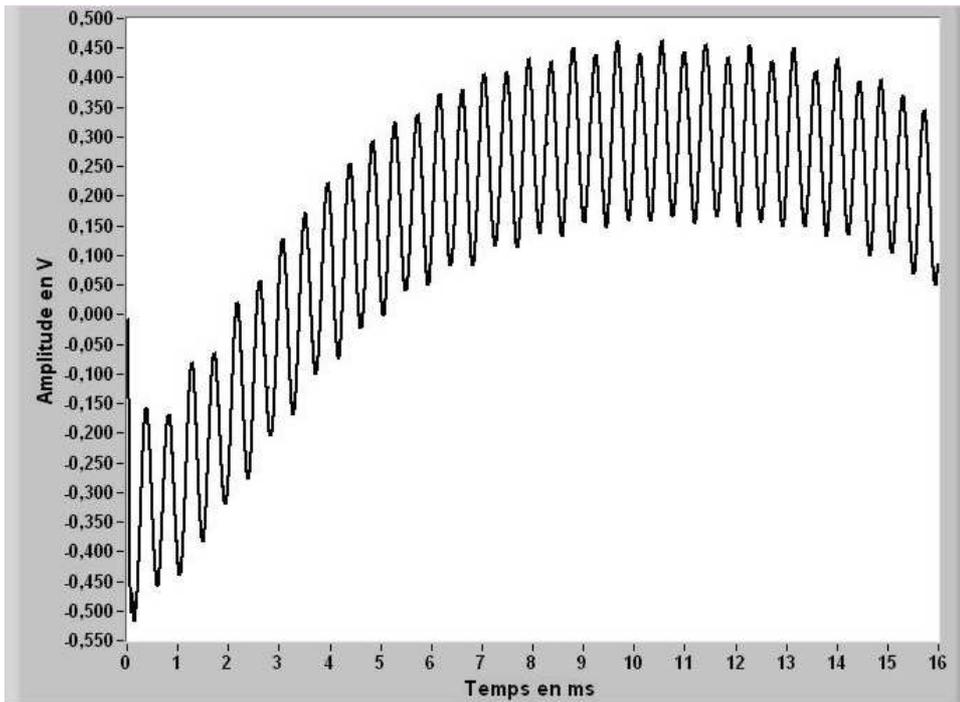


FIG. 3.40 – Cas d’une mauvaise optimisation du déphasage entre les signaux interférométriques et l’oscillateur de référence : oscillation à la fréquence double

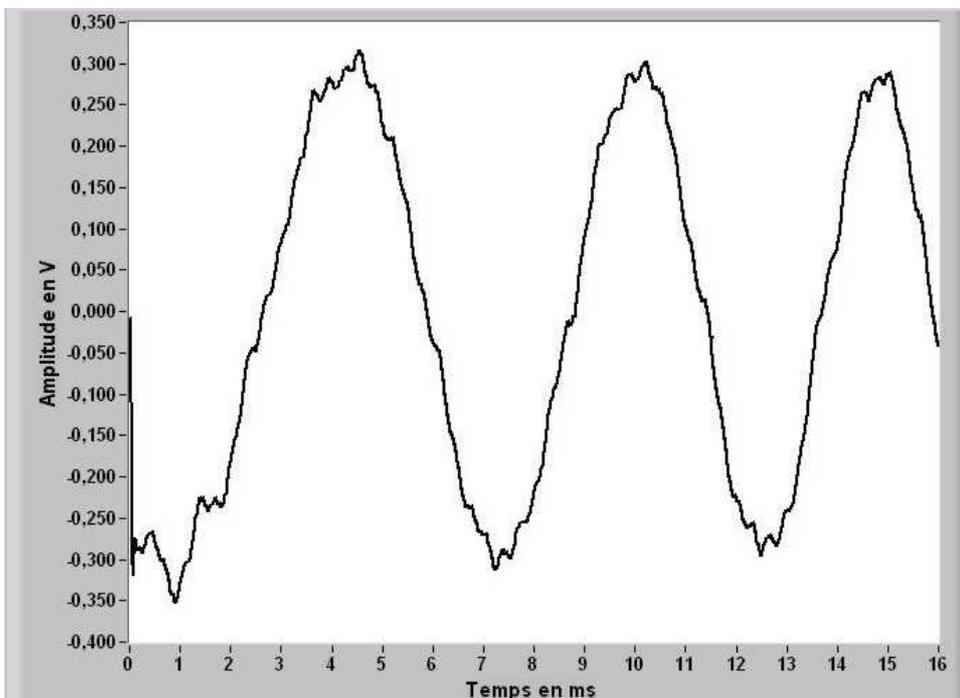


FIG. 3.41 – Cas d’une mauvaise optimisation de la fréquence entre les signaux interférométriques et l’oscillateur de référence : oscillation à la fréquence $\Omega_1 - \Omega_2$

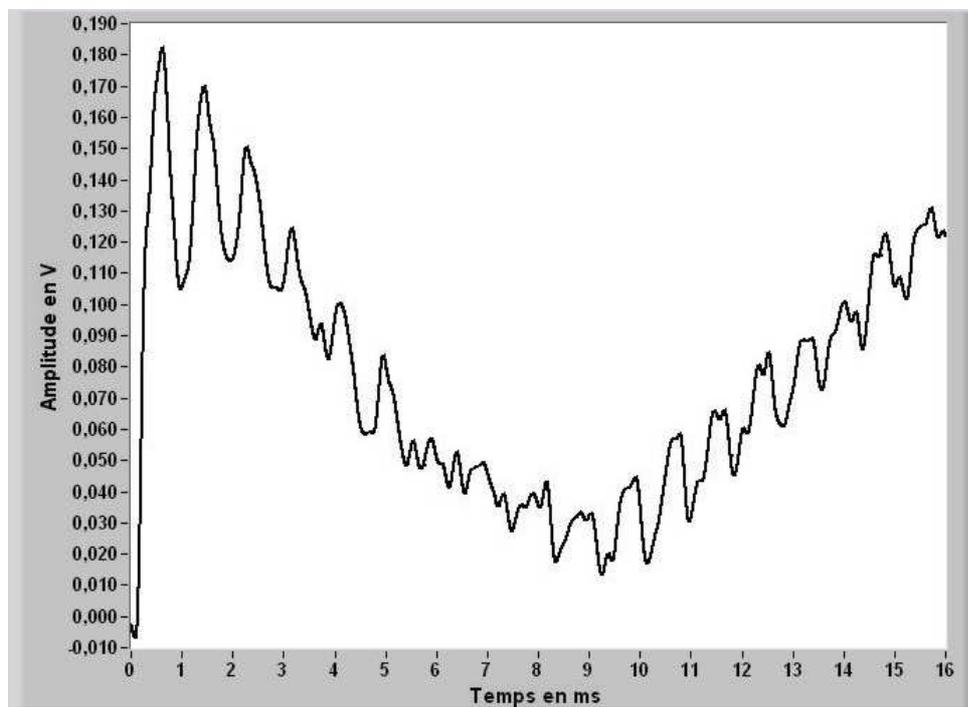


FIG. 3.42 – Cas d'un mauvais filtrage de la composante continue des signaux interférométriques : oscillation à la fréquence Ω

c).3 Evaluation de la fluctuation de la différence de marche en boucle ouverte La tension d'erreur résultante de l'acquisition du signal d'erreur peut s'écrire :

$$V_{\text{erreur}} = V_0 \sin \varepsilon(t) = V_0 \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta(t) \right) \quad (3.56)$$

où V_0 est l'amplitude crête de la tension d'erreur (figure 3.43).

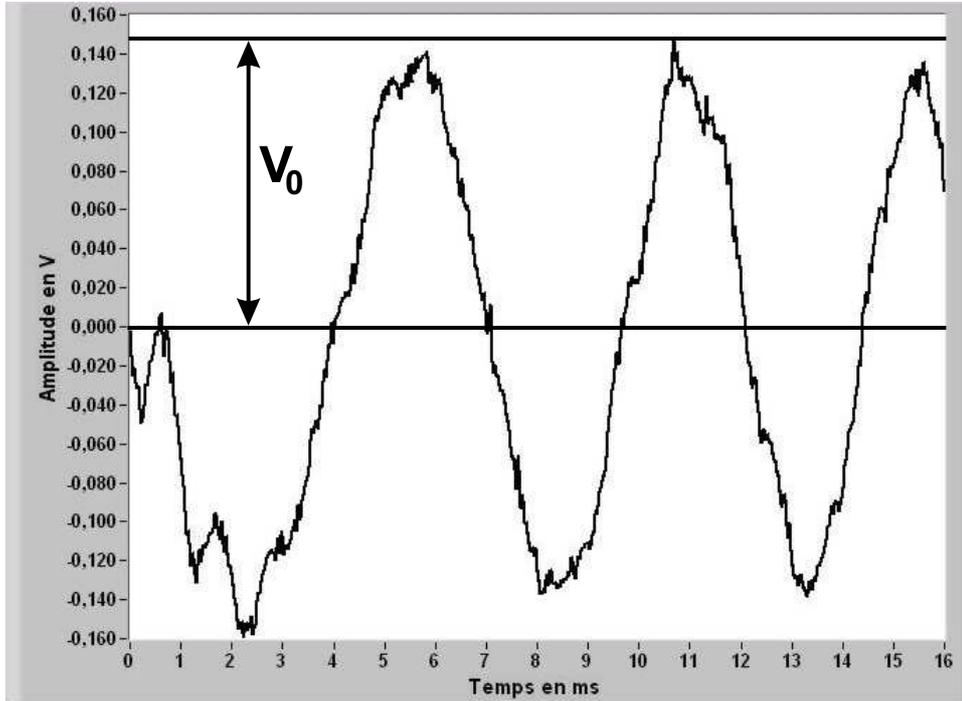


FIG. 3.43 – Graphe obtenu dans le cas d'une différence de fréquence (que nous générons) entre les signaux interférométriques et l'oscillateur de référence. L'amplitude du signal donne accès à la valeur de V_0 .

Les fluctuations résiduelles $\Delta\delta$ de la différence de marche autour de la modulation linéaire du chemin optique étant supposées négligeables devant la longueur d'onde, le signal d'erreur résultant d'amplitude ΔV peut être développé autour de la différence de marche nulle :

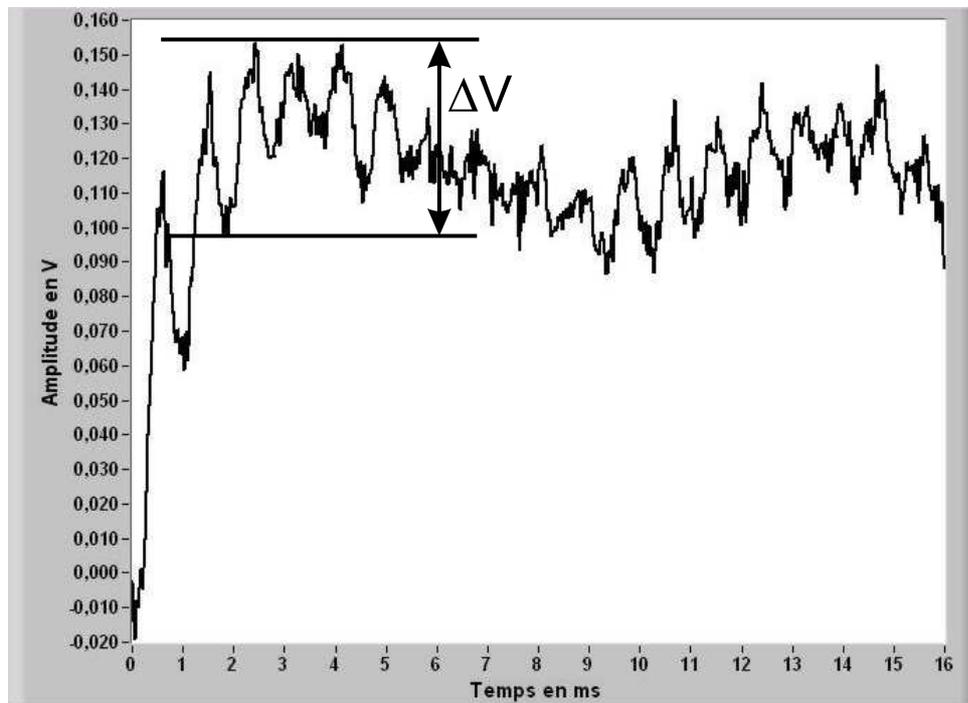
$$\Delta V \approx V_0 \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\delta \quad (3.57)$$

Ceci nous permet de calculer $\Delta\delta$ pour un dispositif qui serait asservi autour de la différence de marche nulle :

$$\Delta\delta \approx \frac{\lambda}{2V_0\pi} \Delta V \quad (3.58)$$

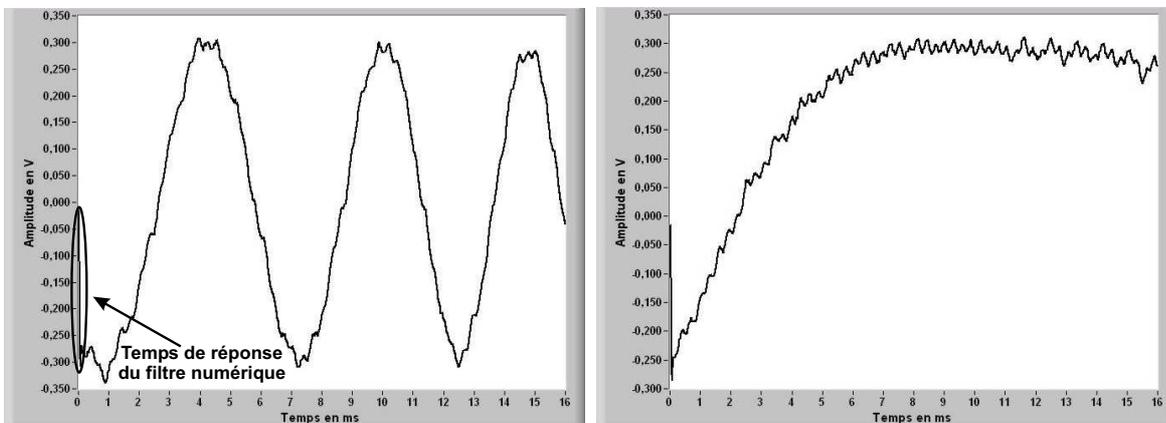
ΔV est le bruit évalué sur la courbe (figure 3.44) et qui vient se superposer au signal déterministe.

La mesure de ΔV nous permet donc de déterminer $\Delta\delta$ la fluctuation résiduelle de la différence de marche autour de la modulation linéaire de chemin optique.

FIG. 3.44 – Mesure de ΔV sur le signal d'erreur en boucle ouverte

c).4 Résultats Chaque signal interférométrique comporte 18 franges d'interférence de fréquence 1,125 KHz pendant la rampe ascendante de la consigne appliquée à la céramique PZT.

Malgré le filtrage analogique des signaux interférométriques déjà effectué, le signal obtenu est encore trop bruité, nous rajoutons donc dans le programme de traitement des signaux interférométriques un filtre numérique passe-bas de Butterworth permettant l'obtention d'un signal plus « propre ». Cependant l'ajout d'un filtre numérique, s'il à l'avantage d'éliminer davantage le bruit résiduel, possède l'inconvénient d'introduire un retard dans le calcul du signal d'erreur. Nous obtenons donc un transitoire numérique d'une durée très brève (de l'ordre de 0,1 ms) qui correspond au temps de réponse du filtre numérique (figure 3.45(a)). Ce temps de réponse est tout à fait compatible avec les gammes de perturbation à corriger pour un projet futur.



(A) Différence de fréquence générée entre les signaux interférométriques et l'oscillateur de référence

(B) Signal d'erreur en boucle ouverte

FIG. 3.45 – Exemple de graphe permettant d'évaluer le défaut résiduel

La mesure du défaut résiduel de bruit du signal d'erreur (V) est effectuée en dehors de la zone de non linéarité de la céramique piézo. Bien qu'ayant été effectuée hors de la zone de différence de marche nulle, elle donne l'information permettant de retrouver la précision qu'aurait le système asservi à la différence de marche nulle.

Expérimentalement, nous réalisons plusieurs acquisitions à plusieurs déphasages différents entre les signaux interférométriques. Celles ci nous permettent d'obtenir les résultats suivants :

Pour un déphasage entre les interférogrammes de l'ordre de $\frac{\pi}{8}$:

	V_0	ΔV	$\Delta\delta$
Première acquisition	0,180 V	0,035 V	$\frac{\lambda}{32}$
Seconde acquisition	0,175 V	0,030 V	$\frac{\lambda}{37}$
Troisième acquisition	0,180 V	0,025 V	$\frac{\lambda}{45}$
Quatrième acquisition	0,165 V	0,025 V	$\frac{\lambda}{42}$

TAB. 3.6 – Valeurs obtenues pour un déphasage de l'ordre de $\frac{\pi}{8}$.

On obtient une fluctuation de la différence de marche $\Delta\delta$ autour de la modulation linéaire du chemin optique qui varie entre $\frac{\lambda}{32}$ et $\frac{\lambda}{45}$ ce qui est tout à fait correct en boucle ouverte.

Pour un déphasage entre les interférogrammes de l'ordre de $\frac{\pi}{3}$:

	V_0	ΔV	$\Delta\delta$
Première acquisition	0,300 V	0,035 V	$\frac{\lambda}{54}$
Seconde acquisition	0,310 V	0,030 V	$\frac{\lambda}{65}$
Troisième acquisition	0,330 V	0,035 V	$\frac{\lambda}{59}$
Quatrième acquisition	0,320 V	0,030 V	$\frac{\lambda}{67}$

TAB. 3.7 – Valeurs obtenues pour un déphasage de l'ordre de $\frac{\pi}{3}$.

Pour un déphasage des deux signaux interférométriques de l'ordre de $\frac{\pi}{3}$ la fluctuation de différence de marche varie de $\frac{\lambda}{54}$ à $\frac{\lambda}{67}$.

Pour un déphasage entre les interférogrammes de l'ordre de $\frac{\pi}{2}$:

	V_0	ΔV	$\Delta\delta$
Première acquisition	0,375 V	0,040 V	$\frac{\lambda}{59}$
Seconde acquisition	0,390 V	0,040 V	$\frac{\lambda}{61}$
Troisième acquisition	0,400 V	0,040 V	$\frac{\lambda}{63}$
Quatrième acquisition	0,380 V	0,030 V	$\frac{\lambda}{80}$

TAB. 3.8 – Valeurs obtenues pour un déphasage de l'ordre de $\frac{\pi}{2}$.

Pour un déphasage de l'ordre de $\frac{\pi}{2}$ entre les deux signaux interférométriques, nous obtenons une fluctuation de la différence de marche variant de $\frac{\lambda}{59}$ à $\frac{\lambda}{80}$.

L'étude expérimentale montre nettement l'importance du déphasage entre les deux signaux interférométriques et même la nécessité d'être proche de la quadrature de phase. Nous notons en effet une fluctuation de la différence de marche deux fois plus faible dans le cas d'un déphasage proche de $\frac{\pi}{2}$ que dans le cas d'un déphasage proche de $\frac{\pi}{8}$.

IV Conclusion

La première partie de cette étude expérimentale a permis de valider le principe de pointage d'un réseau de deux antennes par réglage des paramètres de tilt et de piston. La valeur du contraste obtenue (de 89 %), résultant notamment d'un léger défaut de piston et d'un tilt différentiel, montre la nécessité d'utiliser un dispositif d'asservissement.

En positionnant un interféromètre de métrologie en sortie du réseau de lentilles, nous générons deux signaux interférométriques nous permettant d'obtenir un signal d'erreur. Ce signal d'erreur reste soumis aux différents défauts énumérés.

Le signal d'erreur ainsi obtenu doit permettre l'asservissement du réseau de lentilles ce qui atténuera l'effet des différents défauts. La fluctuation de la différence de marche $\Delta\delta$ autour de la modulation linéaire de chemin optique va donc de ce fait diminuer et permettre une plus grande stabilité du dispositif.

Dans l'hypothèse de l'asservissement du dispositif décrit dans ce chapitre, les différences de chemins optiques entre les différents bras seraient compensées par actionnement des céramiques piézo-électriques sur lesquelles sont enroulées les fibres. Par conséquent les différences de marche compensable sont limités. Une façon permettant d'augmenter la course de compensation serai d'utiliser des lignes à retard fibrées, mais dans ce cas nous assisterions à un ralentissement de l'asservissement du dispositif. L'asservissement décrit dans ce chapitre est donc destiné à corriger de petites erreurs de piston résultants de vibrations et de l'instabilité du dispositif.

Il faut cependant noter que pour que l'antenne puisse fonctionner correctement nous devons dans un premier temps étalonner le dispositif afin de raccorder au mieux les fronts d'ondes émis par les différentes lentilles du réseau. Cet étalonnage n'a pu être réalisé car il demande une étude expérimentale importante mais il est néanmoins indispensable à la réalisation d'une antenne synthétique.

Conclusion

Durant mon travail de thèse, j'ai réalisé deux dispositifs de synthèse d'ouverture destinés à être utilisés soit en réception pour le premier soit en émission pour le second. Dans chacun de ces deux dispositifs, le but a été de réaliser une mise dans le plan d'onde des différentes ouvertures dans le cas du dispositif de réception ou de contrôler le front d'onde global émis par le réseau dans le cas de l'émission.

Dans la première partie, la technique de mise dans le plan d'onde des ouvertures a été validée expérimentalement. Appliquée à un dispositif spatial, elle permettrait de corriger des instabilités d'attitude de la plateforme spatiale pour des dispositifs a priori non limités en dimension. Cette technique, complémentaire des corrections de temps de groupes par lignes à retard en fibres optiques, permet ainsi de minimiser les problèmes de dispersion chromatique et de biréfringences rencontrées lors de l'utilisation des lignes à retard fibrées pour compenser ces différences de marche. Notons que la démonstration expérimentale a été effectuée avec du matériel courant et des améliorations très sensibles peuvent être apportées facilement en optimisant le matériel utilisé. Cette méthode est donc facilement transposable pour un dispositif spatial pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de mètres.

L'utilisation de dispositifs de recombinaison en optique guidée (comme c'est le cas sur notre prototype) ou en optique intégrée permettant de réduire l'encombrement, le module central d'un tel dispositif pourrait supporter les fonctions : de recombinaison, de pointage et de génération de plan d'onde de référence. Notons que si l'option de transport cohérent par fibres est abandonnée, les télescopes pourraient alors être supportés par d'autres modules spatiaux. L'utilisation de "free-flyers" pour supporter les différents modules dans le cadre d'un vol en formation semble alors envisageable.

Dans le cas du dispositif émetteur, présenté dans la seconde partie du manuscrit, le contrôle global du front d'onde émis par l'ensemble du réseau autour d'un point de fonctionnement donné a été réalisé. La mise en œuvre expérimentale a démontrée la possibilité de faire varier conjointement les paramètres de tilt et de piston dans le but de pointer une direction donnée, mettant en évidence la grande agilité de pointage du dispositif. De plus, une méthode permettant l'asservissement du chemin optique a été décrite. Si celle ci n'a pas été mise en place sur le dispositif expérimentale, le signal d'erreur permettant de réaliser cette asservissement a tout de même été obtenu. Cette méthode permet de compenser les différences de marche entre les différents bras de l'antenne par asservissement de la longueur des fibres. L'étirement des fibres étant dans notre cas réalisé par des céramiques piézo-électriques la plage de correction du piston sera de l'ordre de la centaine de micromètres. Une plus grande plage de correction pourrait être atteinte en utilisant des lignes à retard fibrées de plus grande course cependant dans cette hypothèse, il faudrait tenir compte des problèmes de dispersion chromatique et de biréfringence différentielle lors du transport des ondes lumineuses dans les fibres. La méthode d'asservissement décrite devra donc être utilisée seulement pour corriger des défauts de piston résultants de l'instabilité du dispositif. Nous notons de plus que les fluctuations résiduelles de différence de marche mesurées sont d'autant plus faible que les signaux de métrologie sont proche de la quadrature de phase. Un positionnement judicieux des détecteurs en sortie de interféromètres de métrologie permet de se rapprocher aisément de cet état de quadrature de phase. La synchronisation définitive des différents fronts d'onde émis par le réseau nécessitera un étalonnage préalable du dispositif et la mise en place d'une boucle d'asservissement utilisant le signal d'erreur calculé dans ce manuscrit pour contrôler le piston.

Le passage à un plus grand nombre d'ouvertures peut être envisagé. Dans ce cas, le dis-

positif utiliserait des composants d'optique guidée (cascade de coupleurs) ou d'optique intégrée (coupleur une voie vers N) pour réaliser la séparation du faisceau émis par la source en autant de sous faisceaux que de lentilles à alimenter. La méthode décrite dans ce manuscrit pourra être utilisée pour réaliser l'asservissement du piston en prenant la précaution d'utiliser une seule ouverture du dispositif comme référence pour l'ensemble du réseau. L'importance de la directivité du réseau étant directement liée à la dimension des ouvertures et à la compacité du réseau, le choix du diamètre des ouvertures utilisées et l'espacement des ouvertures entre elles devra être optimisé afin de concentrer un maximum d'énergie dans le lobe central de la figure de diffraction du réseau.

Annexes

I Rappel sur les fibres optiques

1) Guidage de l'onde dans la fibre

Modes de propagations

La fibre optique est un guide d'ondes diélectrique à symétrie circulaire. Elle est constituée d'une gaine d'indice n_2 qui entoure le coeur d'indice n_1 dans lequel l'onde sera guidée (figure 5.1). Pour que la condition de réflexion totale sur la gaine d'un rayon se propageant dans le coeur de la fibre soit respectée, l'indice n_2 de la gaine doit être inférieur à l'indice n_1 du coeur de la fibre.

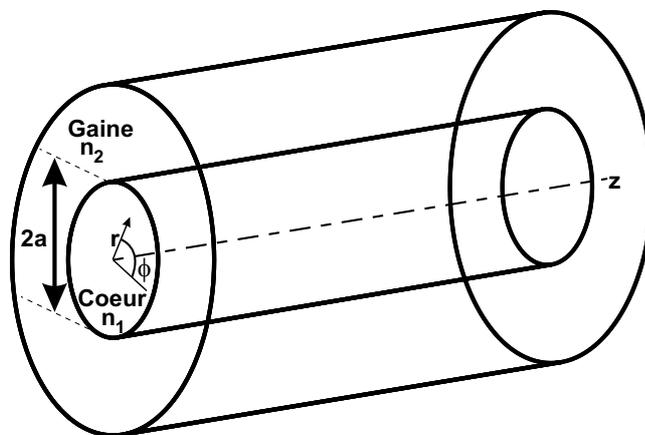


FIG. 5.1 – Coupe d'une fibre optique où nous pouvons voir le coeur de la fibre entouré par la gaine

Pour qu'un champ électromagnétique $\{\vec{E}, \vec{H}\}$ puisse se propager suivant l'axe z , il doit être solution de l'équation de propagation :

$$\Delta\{\vec{E}, \vec{H}\} - \frac{n^2}{C^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \{\vec{E}, \vec{H}\} = 0 \quad (5.1)$$

Dans l'équation 5.1 n est l'indice de réfraction du milieu et C la vitesse de la lumière. Les solutions de l'équation de propagation sont recherchées sous la forme :

$$\vec{E} = \vec{e}(r, \phi) e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (5.2)$$

et

$$\vec{H} = \vec{h}(r, \phi) e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (5.3)$$

Dans les équations 5.2 et 5.3 :

- \vec{e} et \vec{h} représentent les distributions d'amplitude du champ électromagnétique dans le plan (r, ϕ) .
- β représente la constante de propagation des ondes.

Les solutions des équations 5.2 et 5.3 sont appelées les **modes** de propagation du champ. Nous pouvons distinguer deux types de modes qui se propagent. Ils se différencient par les conditions aux limites :

- si le champ électromagnétique s’annule à l’infini, le mode est dit *guidé*.
- dans le cas contraire, le mode est dit *rayonné*.

Dans le cas général, les équations sont vectorielles et les solutions modales peuvent avoir ou pas des composantes longitudinales (suivant l’axe des z). Nous pouvons alors avoir des modes **Transverses Electriques** TE_{lm} (la composante longitudinale de E est nulle) ou alors, **Transverses Magnétiques** TM_{lm} (la composante longitudinale de H est nulle). Les paramètres **l** et **m** sont respectivement associés aux paramètres **r** et ϕ . La condition **l** = 0 signifie par exemple que les modes n’ont pas de dépendance azimutale et sont donc à symétrie circulaire. Les autres modes, pour lesquels le composante de E et H suivant z sont non nulles, sont appelés les modes hybrides HE_{lm} et EH_{lm} suivant la prédominance du champ électrique ou magnétique.

Approximation du guidage faible

Dans une fibre optique standard la différence d’indice entre le coeur et la gaine est fréquemment faible : de l’ordre de quelques 10^{-3} . Nous pouvons alors réaliser l’approximation de guidage faible lorsque :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \ll 1 \quad (5.4)$$

Dans le cadre de cette approximation, les modes dits dégénérés possèdent la même constante de propagation axial β . Ces champs modaux sont polarisés rectilignement et sont appelés modes **LP** (Linearly Polarised).

Paramètres d’une fibre

La résolution des équations de propagation dans la fibre et l’application des conditions aux limites à l’interface coeur/gaine permet de déterminer le terme de fréquence réduite **V** :

$$V = ak_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (5.5)$$

Dans l’équation 5.5 :

- a représente le rayon du coeur d la fibre
- k_0 la constante de propagation dans le vide

C’est cette fréquence réduite qui va permettre de fixer le nombre de modes qui seront guidés par la fibre. Dans l’hypothèse d’une fibre à saut d’indice :

- Si $V < 2,405$ un seul mode va alors se propager dans la fibre. Ce mode sera le mode fondamental HE_{11} , qui est aussi le mode LP_{01} dans le cadre de l’approximation de guidage faible. Nous opérons dans le régime unimodal de la fibre. Dans ce cas la fibre est dite **unimodale** ou **monomode**.
- Si $V > 2,405$ plusieurs modes vont alors pouvoir se propager. A ce moment là, la fibre sera dite **multimodale**.

Nous noterons que la fréquence réduite **V** dépend de plusieurs paramètres :

- D’une part les paramètres de la fibre (indices $[n_1 n_2]$, et rayon du coeur a)
- D’autre part du vecteur d’onde k et donc par conséquent de la longueur d’onde λ

λ	Rayon de coeur maximal a
670 nm	$2,10\mu m$
850 nm	$2,67\mu m$
1300 nm	$4,08\mu m$
1550 nm	$4,85\mu m$

TAB. 5.1 – Diamètre maximal du coeur de la fibre en fonction de la longueur d'onde guidée afin d'obtenir le régime monomode.

Le tableau 5.1 nous donne les dimensions maximales des coeurs associés aux longueurs d'onde dans le but d'obtenir le régime unimodale pour une fibre possédant un $\Delta n = 5 \times 10^{-3}$.

Le mode de fonctionnement monomodal ou multimodal de la fibre peut être déterminé par la longueur d'onde de coupure. Cette longueur d'onde est alors exprimée sous la forme :

$$\lambda_c = 4a\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (5.6)$$

Si la longueur d'onde du champ électromagnétique qui se propage dans la fibre est inférieure à la longueur d'onde de coupure, plusieurs modes vont alors pouvoir se propager le long du guide optique. La présence de plusieurs modes lors de la propagation dans de telles fibres donne lieu à des difficultés pour connaître la phase du rayonnement incident ; on parle dans ce cas de dispersion intermodale. Dans le cadre d'un système où la cohérence de la lumière doit être gardée comme dans le cadre de notre application, des fibres optiques unimodales seront utilisées. En effet, dans le cas d'une fibre monomode, l'unicité du chemin optique permet de résoudre le problème de dispersion intermodale.

2) Fibres optiques monomodes

Fréquence de coupure

Comme nous l'avons vu précédemment, pour qu'un seul mode se propage dans la fibre, la condition sur la fréquence normalisée $V < 2,405$ doit être vérifiée. Le mode qui va alors se propager dans la fibre est alors le mode LP_{01} . La longueur d'onde de coupure de tels guides va s'écrire :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{2,405} n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (5.7)$$

avec

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (5.8)$$

Par la suite, nous utiliserons une fibre optique HB 600 monomode à notre longueur d'onde de travail de 670 nm. Le diamètre du coeur est de l'ordre de $4\mu m$ et la longueur d'onde de coupure vaut 532 nm.

Biréfringence

Dans une fibre monomode supposée isotrope, le mode LP_{01} qui va être guidé, est constitué de deux modes de polarisation orthogonaux dégénérés ayant la même constante de propagation (figure 5.2). Dans une fibre idéale comme celle-ci, la propagation s'effectuera sans modification de l'état de polarisation des champs.

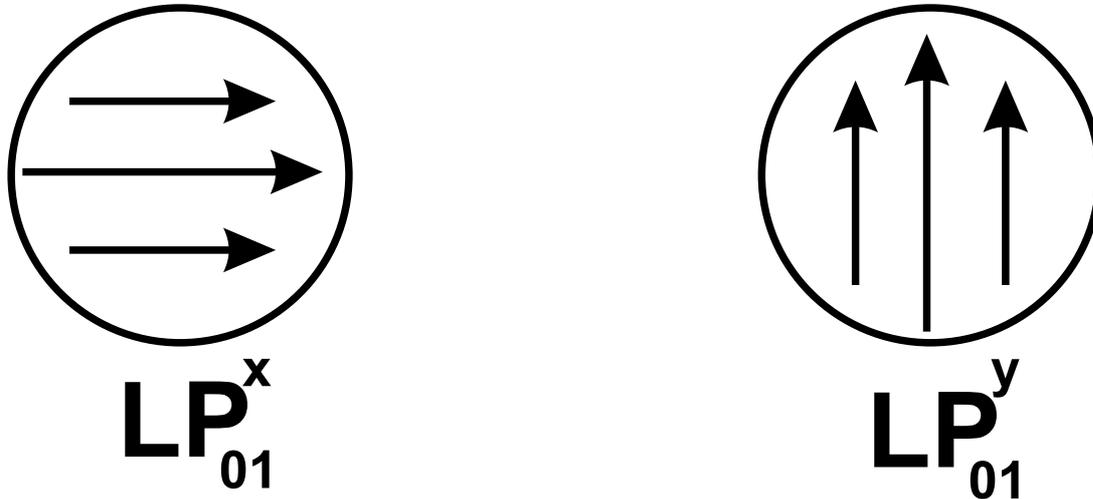


FIG. 5.2 – Direction des polarisations pour le mode LP_{01}

En pratique, les défauts de fabrication affectant la géométrie circulaire des fibres ainsi que les éventuelles contraintes extérieures conduisent à une levée de la dégénérescence des deux modes de polarisation. Le guide optique devient donc biréfringent et il en découle un déphasage complexe entre les deux modes propres du champ guidé, ce qui aboutit à un changement imprévisible de l'état de polarisation durant la propagation. Pour une application interférométrique, l'état de polarisation des champs n'étant plus contrôlé, l'étalonnage du contraste des franges d'interférence n'est pas réalisable.

L'utilisation d'un certain type de fibres, appelées fibres à maintien de polarisation permet de résoudre ce problème. Ces fibres à maintien de polarisation comportent deux modes propres de polarisation se propageant sans couplage du fait d'une importante différence des constantes de propagation associées à chacun de ces modes. Une forte biréfringence intrinsèque est introduite au moment de la fabrication de ces fibres, en rompant la symétrie circulaire de la fibre. Il existe trois types de fibres à maintien de polarisation qui sont représentées sur la figure 5.3 :

- la fibre panda
- la fibre bow-tie
- la fibre à coeur elliptique

Dans le cadre de notre dispositif interférométrique, nous utiliserons de la fibre à maintien de polarisation bow-tie YOHK HB 600.

Les modes propres de polarisation sont les deux seuls modes qui se propagent dans la fibre sans changement de leur état de polarisation. Ils vont différer l'un de l'autre par leurs vitesses de propagation. C'est la direction de ces deux modes orthogonaux qui va permettre de définir les axes neutres de la fibre. L'un sera appelé axe lent et l'autre axe rapide, en rapport avec la vitesse de propagation des modes. Des mesures expérimentales menées dans notre laboratoire ont montrées que pour la fibre HB 600, la rotation moyenne des axes neutres était égale à 365° par mètre.

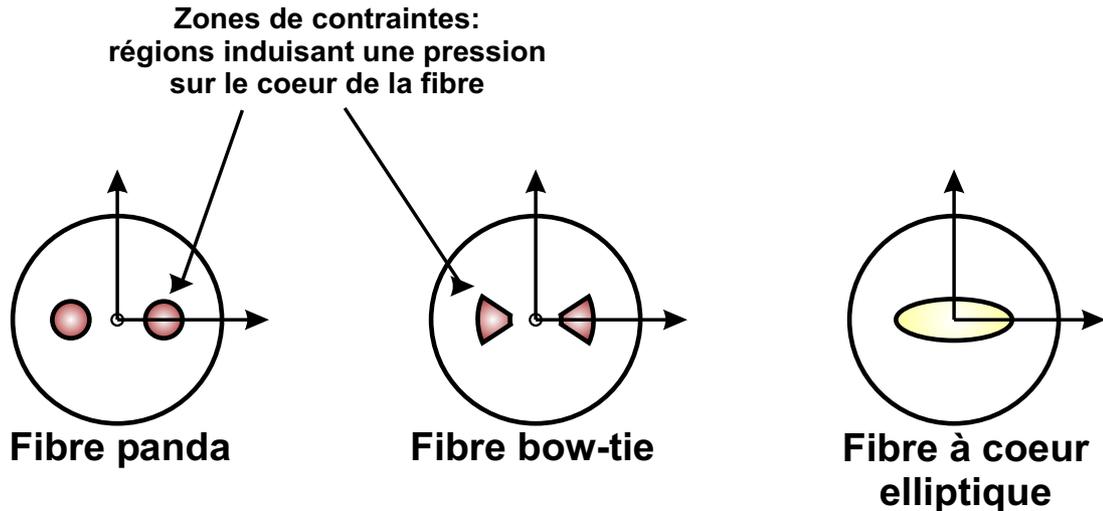


FIG. 5.3 – Coupe transversale des trois types de fibres à maintien de polarisation

Pour utiliser correctement ces fibres, nous devons préalablement procéder à la recherche de la direction des axes neutres de la fibre. Pour cela, deux méthodes peuvent être utilisées :

- La première, peu précise, réside en l'observation de la géométrie elliptique du faisceau en sortie de la fibre
- La seconde beaucoup plus précise est la méthode des polariseurs croisés. Avec cette méthode, nous recherchons le taux d'isolation maximum entre les deux polarisations.

3) Connectorisation

Dans la mesure où le dispositif expérimental utilise des composants d'optique guidée et intégrée, il va être indispensable de pouvoir connecter et déconnecter les différents éléments du dispositif. Ces connexions vont pouvoir être de deux types :

- définitives : épissures
- démontables : connecteurs

Dans le cas particulier de notre dispositif expérimental, les deux types de connexions doivent être utilisés.

- Les entrées et les sorties des principaux éléments fibrés sont munies de connecteurs FC/PC à maintien de polarisation avec des embases et des traversées de parois.
- Les coupleurs constituant la cascade de coupleurs destinée à la recombinaison interférométrique des flux, sont connectés par des soudures. Les soudures ont été réalisées avec une soudeuse FUJYKURA.

Nous réalisons nous même le montage des connecteurs aux extrémités des fibres. La fibre est dans un premier dénudée, puis ensuite glissée dans la férule. Le diamètre de la férule doit être adapté au mieux avec le diamètre extérieur de la fibre dans un souci de limitation de l'excentrement relatif des fibres lors de la connexion afin de limiter les pertes. La tolérance sur l'excentrement est d'autant plus critique que pour notre longueur d'onde de travail, à savoir

670 nm, le diamètre de la fibre monomode est de $4\mu m$. Pour des fibres de diamètre extérieurs de $125\mu m$ le diamètre des férules existant sur le marché varie de $124\mu m$ à $127\mu m$.

Dans le soucis de minimiser les pertes et de garder un taux d'isolation acceptable lors de la connexion de deux connecteurs, il est nécessaire d'aligner les axes neutres de la fibre avec la clé du connecteur (figure 5.4).

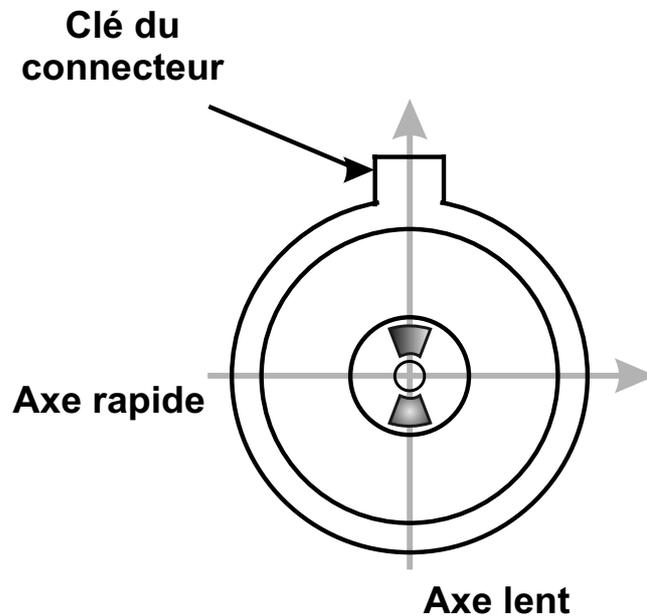


FIG. 5.4 – Schéma du positionnement des axes neutres d'une fibre à maintien de polarisation par rapport à la position de la clé du connecteur

Par la suite, la précision du positionnement des axes neutres des connecteurs dépendra dans un premier temps du collage initial du connecteur et donc de l'alignement des axes neutres avec la clé du connecteur, et dans un second temps du jeu qui existe entre la clé du connecteur et son emplacement dans la traversée de paroi sur laquelle le connecteur va être fixé. La rotation des axes neutres engendrée par ces problèmes peut s'élever jusqu'à 10° .

II Caractéristiques des dispositifs

1) Grandissement des dispositifs d'acquisition des franges materialisant le plan d'onde de référence

Grandissement module latéral 1			
Abscisses en mètres		Nombre de graduations	Grandissement
Debut	Fin	n	$G = (Fin - Debut) / ((n - 1) * 100 \times 10^{-6})$
$1,316 \times 10^{-3}$	$2,8658 \times 10^{-2}$	17	17,09
$1,316 \times 10^{-3}$	$3,066 \times 10^{-2}$	2	17,50
$3,066 \times 10^{-3}$	$4,774 \times 10^{-3}$	2	17,08
$4,774 \times 10^{-3}$	$6,482 \times 10^{-3}$	2	17,08
$6,482 \times 10^{-3}$	$8,19 \times 10^{-3}$	2	17,08
$8,19 \times 10^{-3}$	$9,898 \times 10^{-3}$	2	17,08
$9,898 \times 10^{-3}$	$1,1648 \times 10^{-2}$	2	17,50
$1,1648 \times 10^{-2}$	$1,3356 \times 10^{-2}$	2	17,08
$1,3356 \times 10^{-2}$	$1,5036 \times 10^{-2}$	2	16,80
$1,5036 \times 10^{-2}$	$1,6716 \times 10^{-2}$	2	16,80
$1,6716 \times 10^{-2}$	$1,8424 \times 10^{-2}$	2	17,08
$1,8424 \times 10^{-2}$	$2,0132 \times 10^{-2}$	2	17,08
$2,0132 \times 10^{-2}$	$2,184 \times 10^{-2}$	2	17,08
$2,184 \times 10^{-2}$	$2,3548 \times 10^{-2}$	2	17,08
$2,3548 \times 10^{-2}$	$2,5228 \times 10^{-2}$	2	16,80
$2,5228 \times 10^{-2}$	$2,6908 \times 10^{-2}$	2	16,80
$2,6908 \times 10^{-2}$	$2,8658 \times 10^{-2}$	2	17,50

	Grandissement
Moyenne	17,09
Ecart type	$2,29 \times 10^{-1}$

TAB. 5.2 – Etalonnage du grandissement du dispositif d'acquisition du module latéral 1

Grandissement module latéral 2			
Abscisses en mètres		Nombre de graduations	Grandissement
Debut	Fin	n	$G = (Fin - Debut) / ((n - 1) * 100 \times 10^{-6})$
$1,092 \times 10^{-3}$	$2,8294 \times 10^{-2}$	14	20,92
$1,092 \times 10^{-3}$	$3,122 \times 10^{-3}$	2	20,30
$3,122 \times 10^{-3}$	$5,292 \times 10^{-3}$	2	21,70
$5,292 \times 10^{-3}$	$7,336 \times 10^{-3}$	2	20,44
$7,336 \times 10^{-3}$	$9,3100 \times 10^{-3}$	2	19,74
$9,31 \times 10^{-3}$	$1,1354 \times 10^{-2}$	2	20,44
$1,1354 \times 10^{-2}$	$1,3552 \times 10^{-2}$	2	21,98
$1,3552 \times 10^{-2}$	$1,5694 \times 10^{-2}$	2	21,42
$1,5694 \times 10^{-2}$	$1,7724 \times 10^{-2}$	2	20,30
$1,7724 \times 10^{-2}$	$1,9866 \times 10^{-2}$	2	21,42
$1,9866 \times 10^{-2}$	$2,1868 \times 10^{-2}$	2	20,02
$2,1868 \times 10^{-2}$	$2,415 \times 10^{-2}$	2	22,82
$2,415 \times 10^{-2}$	$2,6152 \times 10^{-2}$	2	20,02
$2,6152 \times 10^{-2}$	$2,8294 \times 10^{-2}$	2	21,42

	Grandissement
Moyenne	20,92
Ecart type	$8,92 \times 10^{-1}$

TAB. 5.3 – Etalonnage du grandissement du dispositif d'acquisition du module latéral 2

2) Mesure de l'interfrange des franges de métrologie

Interfrange module latéral 1				
Abscisse Début	Abscisse fin	Nombre de franges	Interfrange grandi	Interfrange réel
$1,215 \times 10^{-2}$ m	$1,232 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,232 \times 10^{-2}$ m	$1,249 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,249 \times 10^{-2}$ m	$1,266 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,266 \times 10^{-2}$ m	$1,282 \times 10^{-2}$ m	1	$1,6 \times 10^{-4}$	$9,302 \times 10^{-6}$
$1,282 \times 10^{-2}$ m	$1,299 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,299 \times 10^{-2}$ m	$1,316 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,316 \times 10^{-2}$ m	$1,333 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,333 \times 10^{-2}$ m	$1,351 \times 10^{-2}$ m	1	$1,8 \times 10^{-4}$	$1,047 \times 10^{-5}$
$1,351 \times 10^{-2}$ m	$1,368 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,368 \times 10^{-2}$ m	$1,385 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,385 \times 10^{-2}$ m	$1,401 \times 10^{-2}$ m	1	$1,6 \times 10^{-4}$	$9,302 \times 10^{-6}$
$1,401 \times 10^{-2}$ m	$1,418 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,418 \times 10^{-2}$ m	$1,435 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,435 \times 10^{-2}$ m	$1,452 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,452 \times 10^{-2}$ m	$1,469 \times 10^{-2}$ m	1	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,163 \times 10^{-2}$ m	$1,333 \times 10^{-2}$ m	10	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,767 \times 10^{-6}$
$1,011 \times 10^{-2}$ m	$1,095 \times 10^{-2}$ m	5	$1,68 \times 10^{-4}$	$9,826 \times 10^{-6}$
$1,603 \times 10^{-2}$ m	$1,772 \times 10^{-2}$ m	10	$1,69 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
$1,788 \times 10^{-2}$ m	$1,873 \times 10^{-2}$ m	5	$1,7 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$

	Interfrange grandi	Interfrange réel
Moyenne	$1,693 \times 10^{-4}$	$9,844 \times 10^{-6}$
Ecart type	$4,06 \times 10^{-6}$	$2,36 \times 10^{-7}$

TAB. 5.4 – Mesure de l'interfrange du jeu de franges acquis par le dispositif d'acquisition de la table 1

Interfrange module latéral 2				
Abcisse Début	Abcisse fin	Nombre de franges	Interfrange grandi	Interfrange réel
$1,3636 \times 10^{-2}$ m	$1,3818 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,3818 \times 10^{-2}$ m	$1,40 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,40 \times 10^{-2}$ m	$1,4182 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,4182 \times 10^{-2}$ m	$1,4364 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,4364 \times 10^{-2}$ m	$1,4560 \times 10^{-2}$ m	1	$1,960 \times 10^{-4}$	$9,378 \times 10^{-6}$
$1,4560 \times 10^{-2}$ m	$1,4742 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,4742 \times 10^{-2}$ m	$1,4924 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,4924 \times 10^{-2}$ m	$1,5106 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,5106 \times 10^{-2}$ m	$1,5288 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,5288 \times 10^{-2}$ m	$1,5470 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,5470 \times 10^{-2}$ m	$1,5666 \times 10^{-2}$ m	1	$1,960 \times 10^{-4}$	$9,378 \times 10^{-6}$
$1,5666 \times 10^{-2}$ m	$1,5848 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,5848 \times 10^{-2}$ m	$1,6030 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,6030 \times 10^{-2}$ m	$1,6212 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$1,7878 \times 10^{-2}$ m	$1,8060 \times 10^{-2}$ m	1	$1,820 \times 10^{-4}$	$8,708 \times 10^{-6}$
$8,288 \times 10^{-3}$ m	$1,0136 \times 10^{-2}$ m	10	$1,848 \times 10^{-4}$	$8,842 \times 10^{-6}$
$1,0318 \times 10^{-2}$ m	$1,1242 \times 10^{-2}$ m	5	$1,848 \times 10^{-4}$	$8,842 \times 10^{-6}$
$1,6954 \times 10^{-2}$ m	$1,8802 \times 10^{-2}$ m	10	$1,848 \times 10^{-4}$	$8,842 \times 10^{-6}$
$1,8984 \times 10^{-2}$ m	$1,9908 \times 10^{-2}$ m	5	$1,848 \times 10^{-4}$	$8,842 \times 10^{-6}$

	Interfrange grandi	Interfrange réel
Moyenne	$1,841 \times 10^{-4}$	$8,807 \times 10^{-6}$
Ecart type	$4,36 \times 10^{-6}$	$2,09 \times 10^{-7}$

TAB. 5.5 – Mesure de l'interfrange du jeu de franges acquis par le dispositif d'acquisition de la table 2

3) Sensibilité des déplacements des tables de translation des modules latéraux

Sensibilité de déplacement de la table de translation du module latéral 1			
Nombre de pas : n	Sens	Sensibilité moyenne de la table en mètres	Ecart type
50	Direct	$1,02 \times 10^{-7}$	$2,82 \times 10^{-9}$
50	Indirect	$1,02 \times 10^{-7}$	$4,37 \times 10^{-9}$
100	Direct	$8,93 \times 10^{-8}$	$4,27 \times 10^{-9}$
100	Indirect	$8,63 \times 10^{-8}$	$1,99 \times 10^{-8}$
500	Direct	$9,33 \times 10^{-8}$	$1,01 \times 10^{-9}$
500	Indirect	$9,33 \times 10^{-8}$	$1,19 \times 10^{-9}$
500 (2)	Direct	$9,54 \times 10^{-8}$	$7,86 \times 10^{-9}$
500 (2)	Indirect	$1,02 \times 10^{-7}$	$7,36 \times 10^{-10}$
1000	Direct	$1,02 \times 10^{-7}$	$1,03 \times 10^{-9}$
1000	Indirect	$1,01 \times 10^{-7}$	$2,95 \times 10^{-9}$

TAB. 5.6 – Etalonnage de la sensibilité de déplacement de la table 1

Sensibilité de déplacement de la table de translation du module latéral 2			
Nombre de pas : n	Sens	Sensibilité moyenne de la table en mètres	Ecart type
50	Direct	$9,1 \times 10^{-8}$	$2,36 \times 10^{-8}$
50	Indirect	$1,01 \times 10^{-7}$	$1,52 \times 10^{-8}$
100	Direct	$9,68 \times 10^{-8}$	$1,37 \times 10^{-8}$
100	Indirect	$9,83 \times 10^{-8}$	$1,14 \times 10^{-8}$
500	Direct	$1,02 \times 10^{-7}$	$4,32 \times 10^{-9}$
500	Indirect	$1,04 \times 10^{-7}$	$4,64 \times 10^{-9}$
1000	Direct	$1,05 \times 10^{-7}$	$5,16 \times 10^{-9}$
1000	Indirect	$1,06 \times 10^{-7}$	$2,53 \times 10^{-9}$

TAB. 5.7 – Etalonnage de la sensibilité de déplacement de la table 2

4) Jeu d'entraînement des moteurs

Jeu d'entraînement moteur de la table 1			
Abcisse du début	Abcisse de fin	retard en mètre	retard en pas
$6,538 \times 10^{-3}$	$6,748 \times 10^{-3}$	$7,16 \times 10^{-8}$	0,70
$6,748 \times 10^{-3}$	$6,580 \times 10^{-3}$	$1,07 \times 10^{-6}$	10,54
$6,580 \times 10^{-3}$	$6,748 \times 10^{-3}$	$1,07 \times 10^{-6}$	10,54
$7,952 \times 10^{-3}$	$7,798 \times 10^{-3}$	$1,41 \times 10^{-6}$	13,81
$7,518 \times 10^{-3}$	$7,672 \times 10^{-3}$	$1,41 \times 10^{-6}$	13,81
$8,260 \times 10^{-3}$	$8,106 \times 10^{-3}$	$1,41 \times 10^{-6}$	13,81
$8,988 \times 10^{-3}$	$9,156 \times 10^{-3}$	$1,07 \times 10^{-6}$	10,54
$9,156 \times 10^{-3}$	$8,988 \times 10^{-3}$	$1,07 \times 10^{-6}$	10,54
$5,362 \times 10^{-3}$	$5,516 \times 10^{-3}$	$1,41 \times 10^{-6}$	13,81
$5,824 \times 10^{-3}$	$5,670 \times 10^{-3}$	$1,41 \times 10^{-6}$	13,81

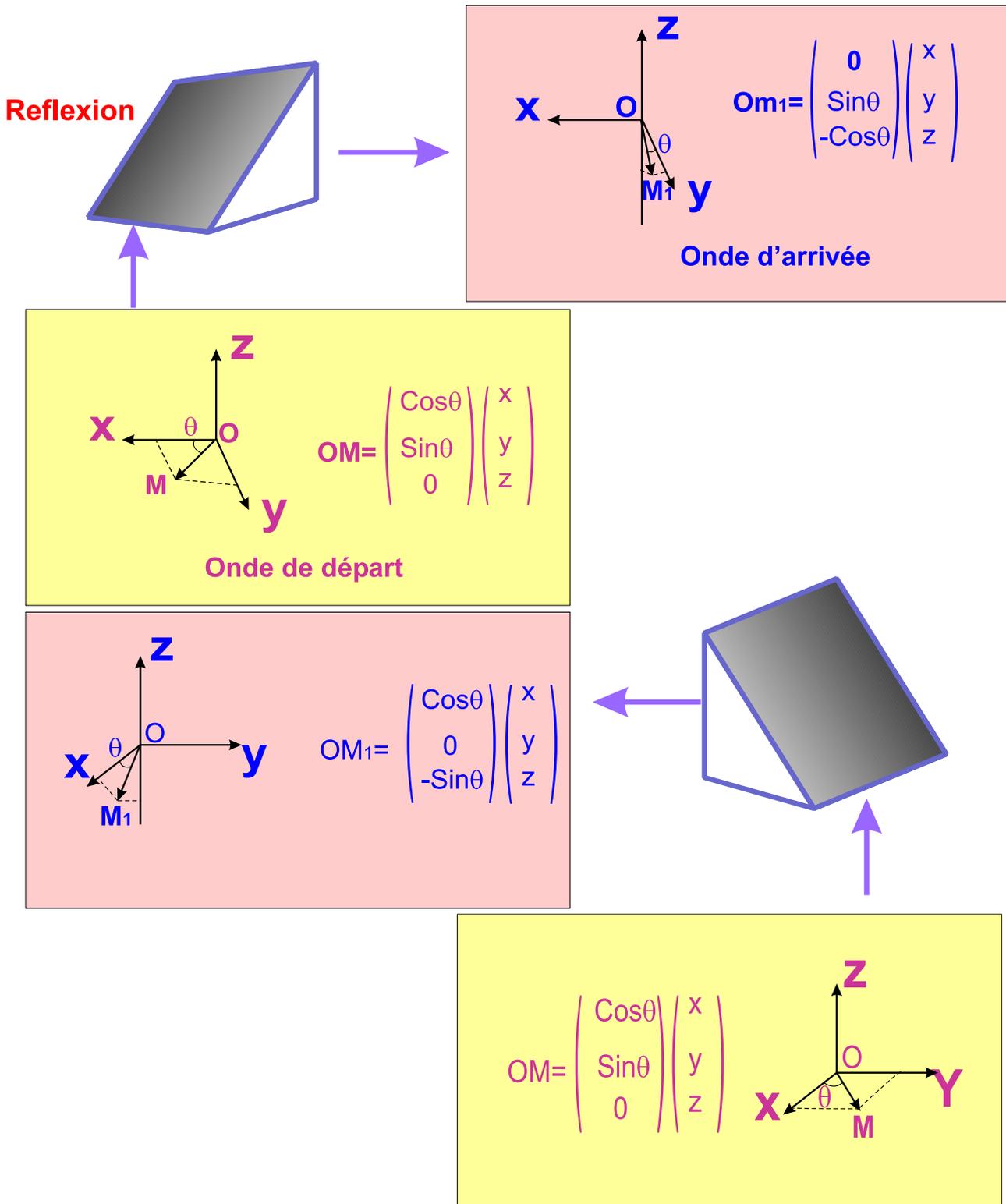
TAB. 5.8 – Détermination du jeu d'entraînement du moteur du module latéral 1

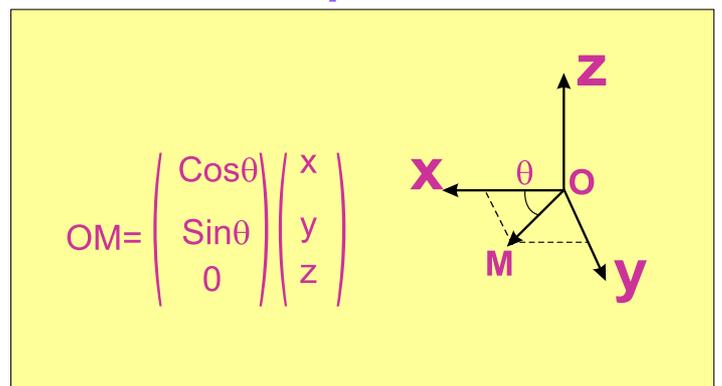
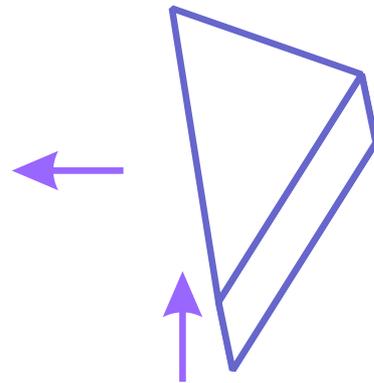
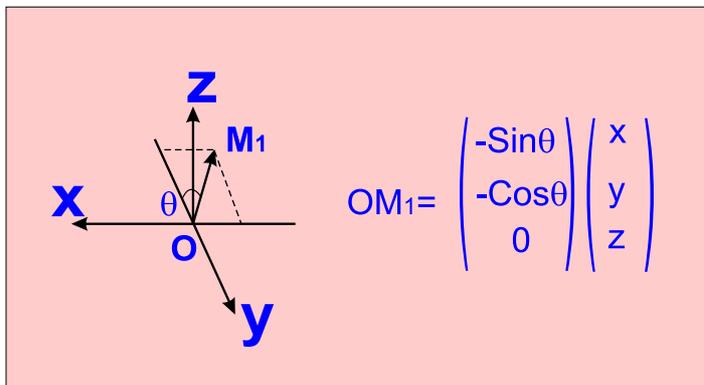
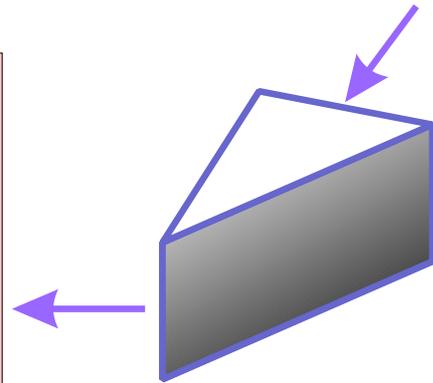
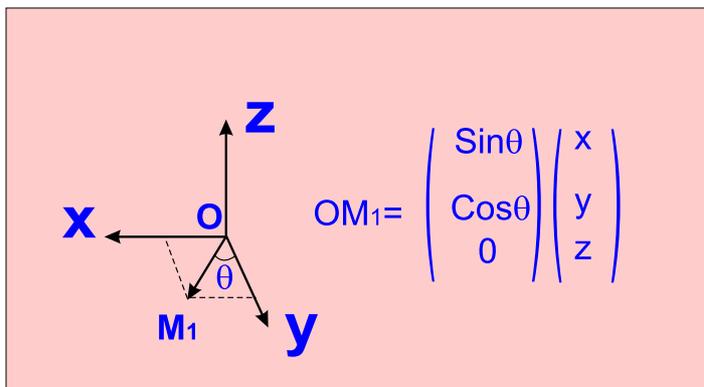
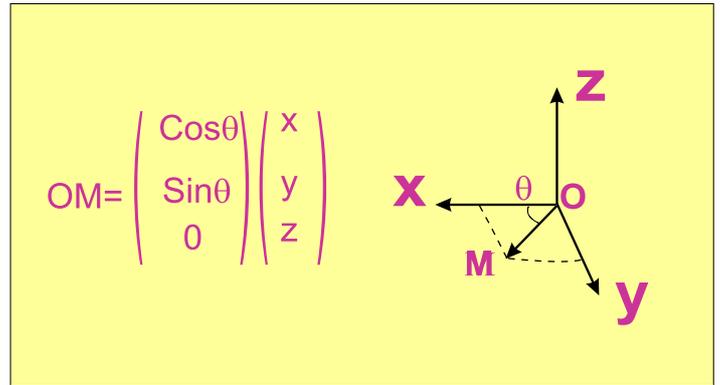
Jeu d'entraînement moteur de la table 2			
Abcisse du début	Abcisse de fin	retard en mètre	retard en pas
$1,4868 \times 10^{-2}$	$1,5036 \times 10^{-2}$	$1,08 \times 10^{-6}$	10,73
$1,5204 \times 10^{-2}$	$1,5050 \times 10^{-2}$	$1,81 \times 10^{-6}$	17,89
$1,4700 \times 10^{-2}$	$1,4854 \times 10^{-2}$	$1,81 \times 10^{-6}$	17,89
$1,5736 \times 10^{-2}$	$1,5582 \times 10^{-2}$	$1,81 \times 10^{-6}$	17,89
$1,5218 \times 10^{-2}$	$1,5400 \times 10^{-2}$	$3,61 \times 10^{-7}$	3,58
$1,4686 \times 10^{-2}$	$1,4532 \times 10^{-2}$	$1,81 \times 10^{-6}$	17,89
$1,5582 \times 10^{-2}$	$1,5736 \times 10^{-2}$	$1,81 \times 10^{-6}$	17,89
$1,5036 \times 10^{-2}$	$1,4868 \times 10^{-2}$	$1,08 \times 10^{-6}$	10,73
$1,5232 \times 10^{-2}$	$1,5400 \times 10^{-2}$	$1,08 \times 10^{-6}$	10,73
$1,5050 \times 10^{-2}$	$1,5232 \times 10^{-2}$	$3,61 \times 10^{-7}$	3,58

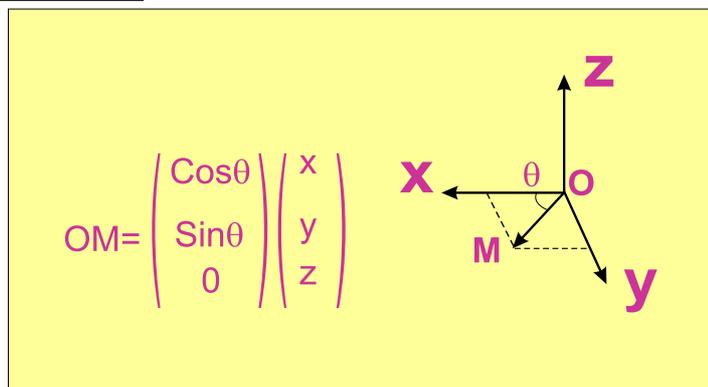
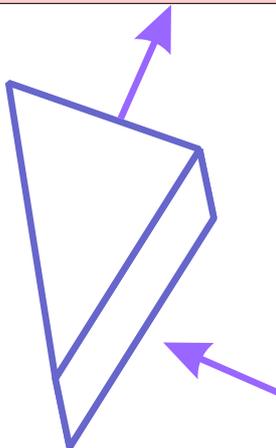
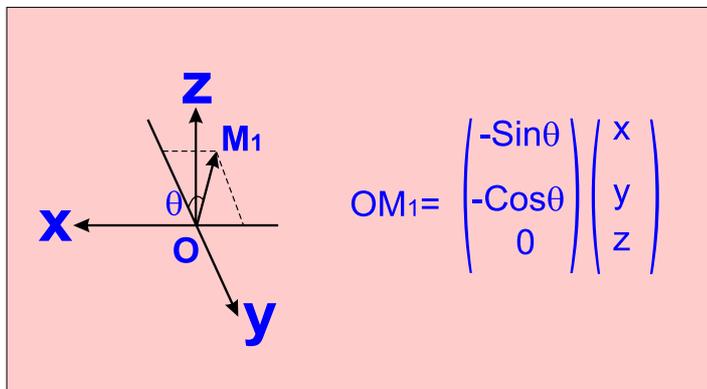
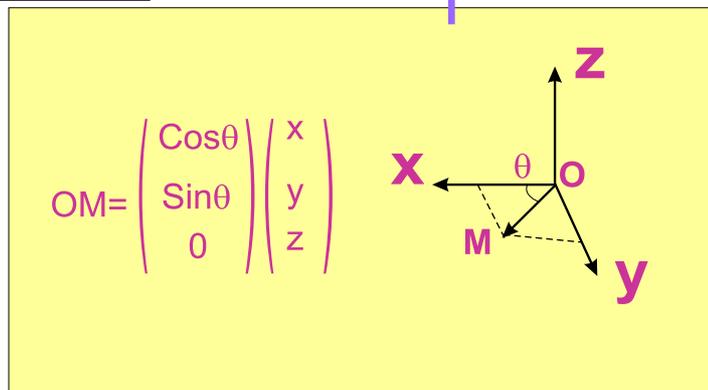
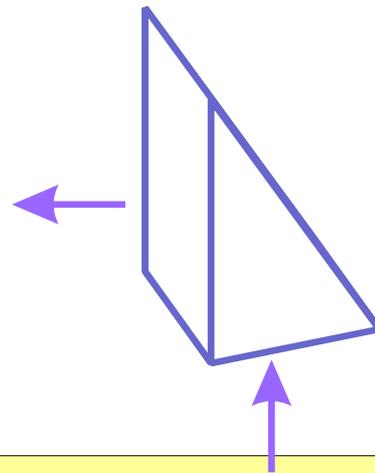
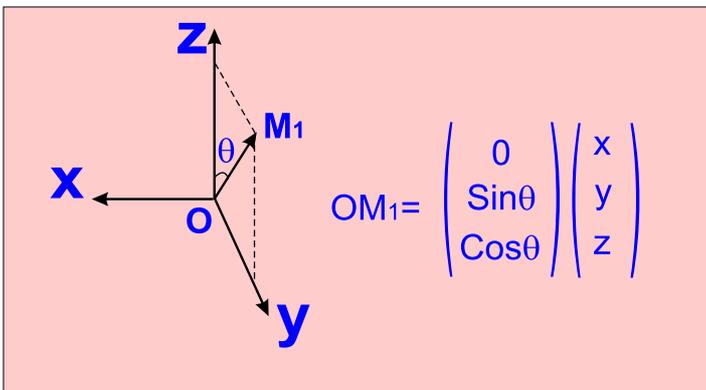
TAB. 5.9 – Détermination du jeu d'entraînement du moteur du module latéral 2

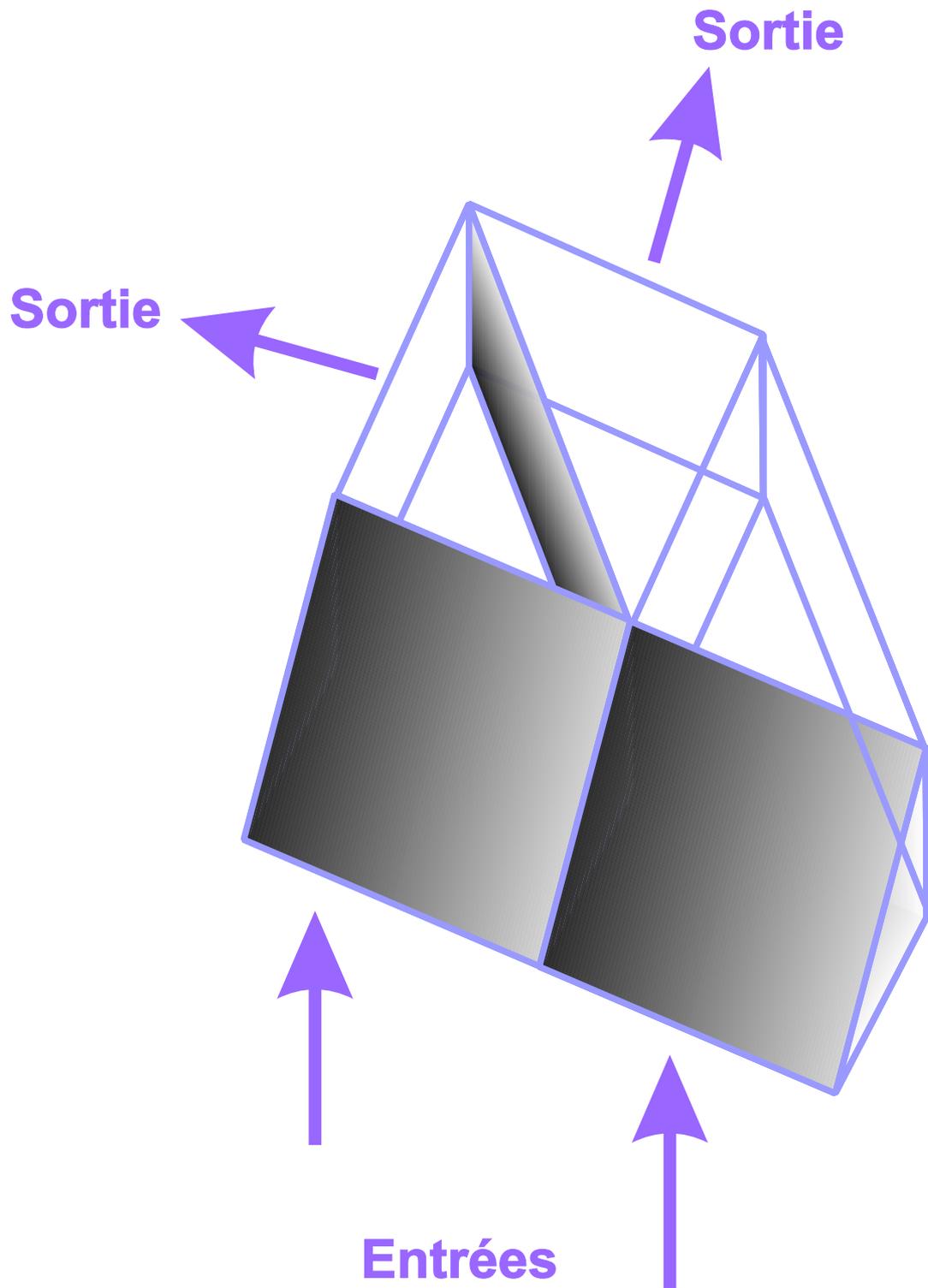
III Etude de l'évolution de la polarisation lors de la traversée de l'interféromètre de métrologie

Effet de la reflexion sur la polarisation Lames à 45°





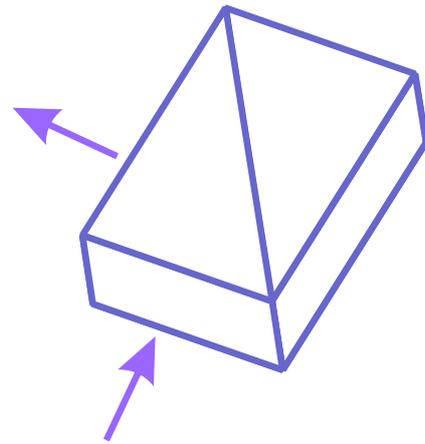




Prisme d'échantillonnage

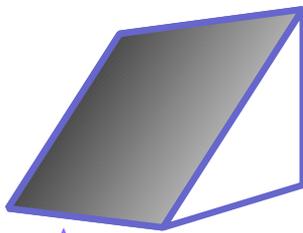
Première sortie

$$OM_2 = \begin{pmatrix} -\sin\theta \\ 0 \\ -\cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

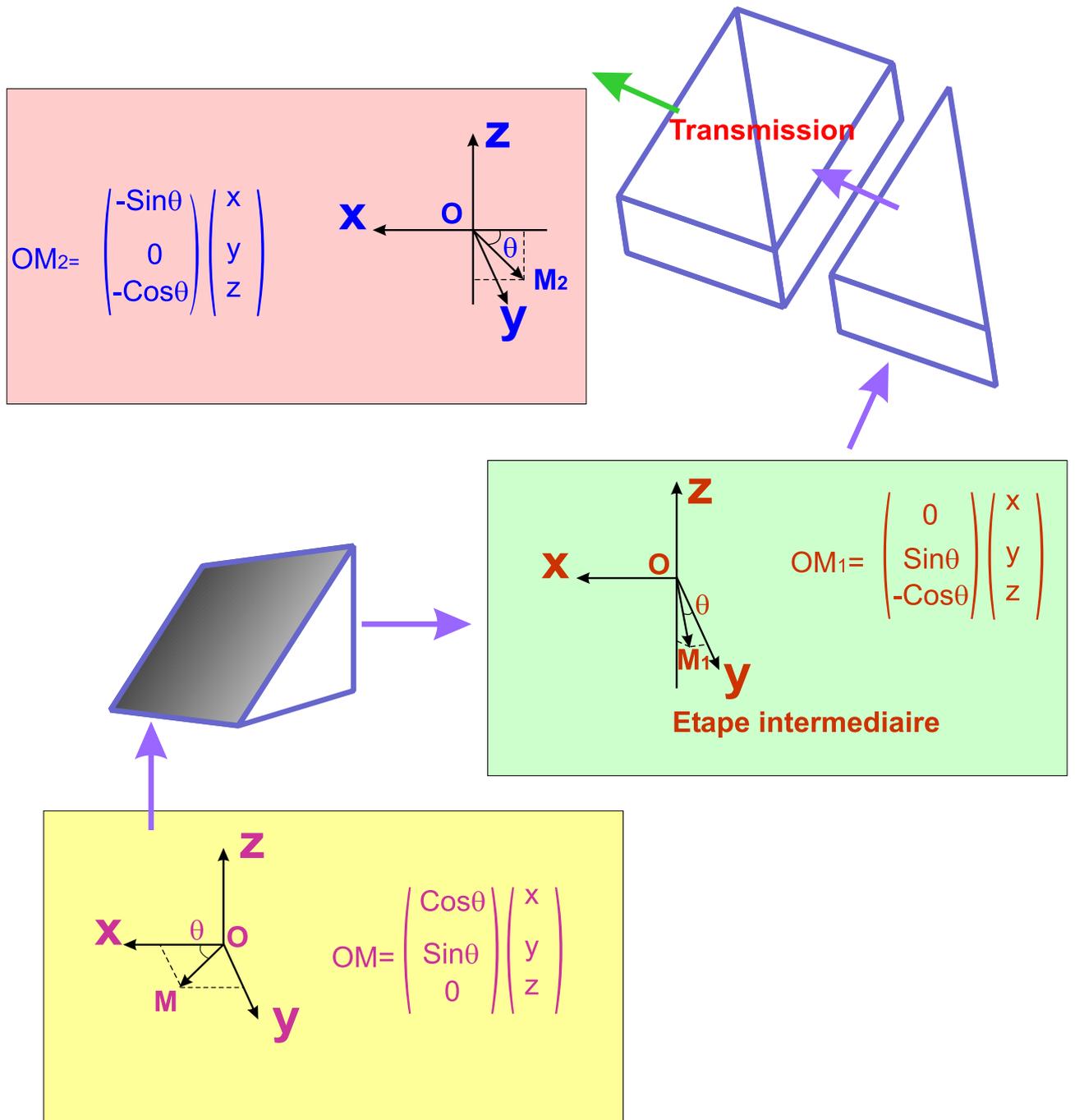


$$OM_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \sin\theta \\ -\cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

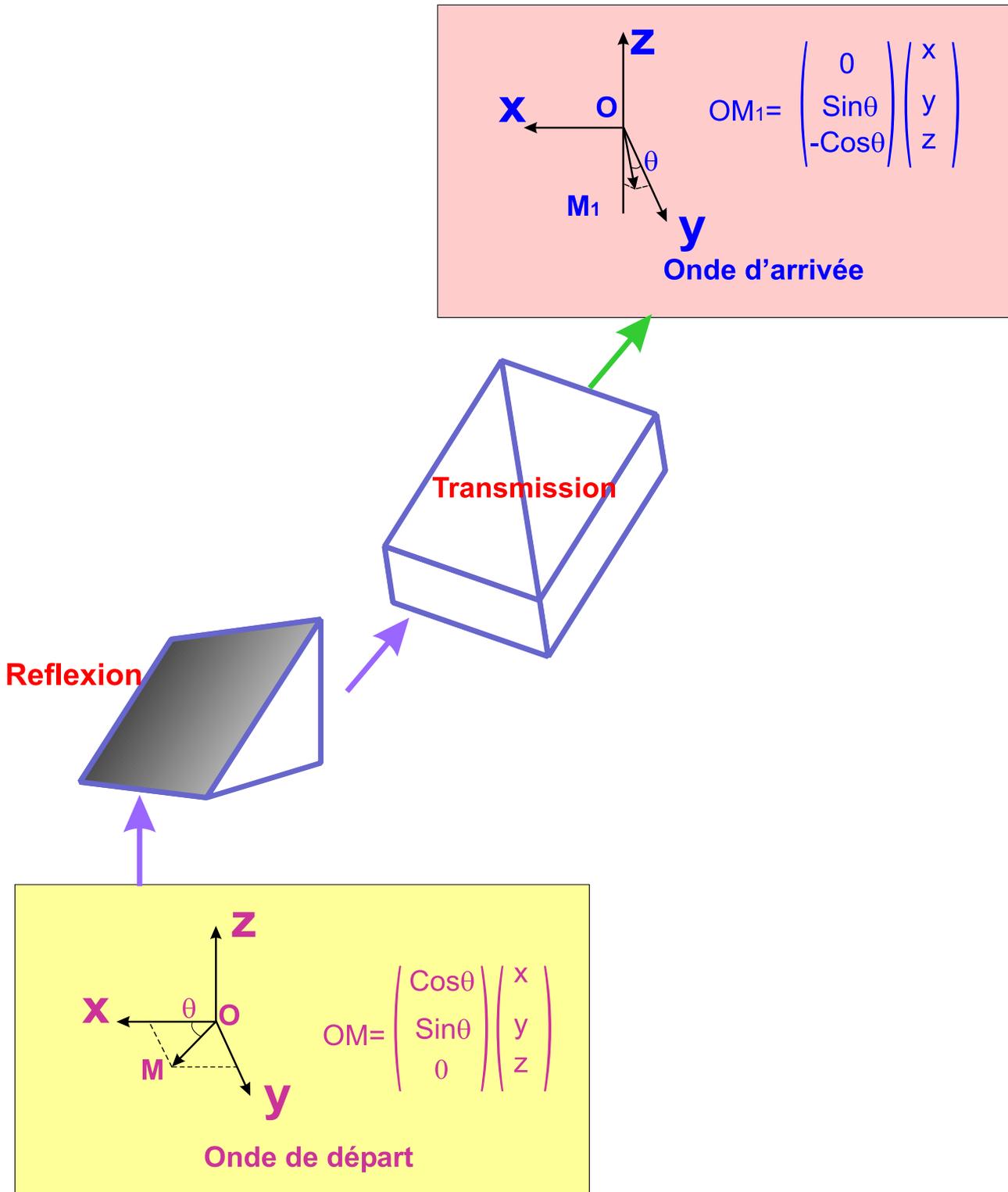
Etape intermediaire

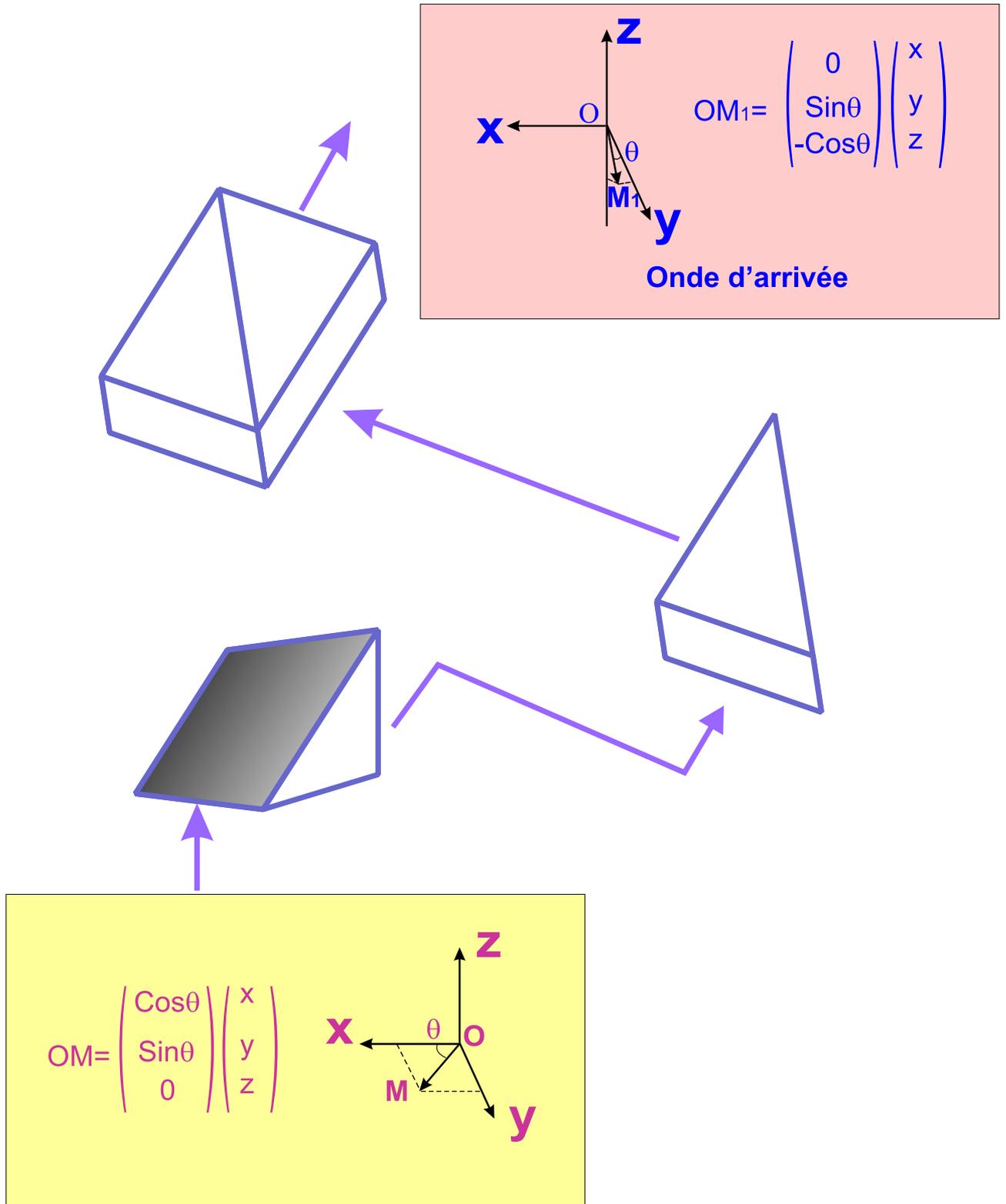


$$OM = \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$



Deuxième sortie





Références Bibliographiques

Références

- [Alleman 95] J. J. Alleman, F. Reynaud & P. Connes. *Fiber-linked telescope array : description and laboratory tests of a two-channel prototype*. Appl. Opt., vol. 34, pages 2284–+, January 1995.
- [Alleman 96] J.J. Alleman. *Réalisation d'un interféromètre à deux télescopes reliés par fibres optiques de silice pour l'interférométrie stellaire dans la bande spectrale 600 nm à 900 nm*. Thèse, Université de Limoges, 1996.
- [Baldwin 86] J.E. Baldwin, C.A. Haniff, C.D. Mackay & P.J. Warner. *Closure phase in high-resolution optical imaging*. nature, vol. 320, pages 595–597, apr 1986.
- [Baldwin 96] J.E et al. Baldwin. *The first images from an optical aperture synthesis array : mapping of Capella with COAST at two epochs*. Astron. Astrophys., vol. 306, pages L13–L16, 1996.
- [Beichman 00] C. A. Beichman. *NASA's Terrestrial Planet Finder (TPF) (Abstract)*. In ESA SP-451 : Darwin and Astronomy : the Infrared Space Interferometer, pages 29–+, 2000.
- [Benson 97] J.A. Benson, D.J. Hutter, N.M. Elias, P.F. Bowers, K.J. Johnston, A.R. Hajian, J.T. Armstrong, D. Mozurkewich, T.A. Pauls, L.J. Rickard, C.A. Hummel, N.M. White, D. Black & C.S. Denison. *Multichannel optical aperture synthesis imaging of zeta1 URSAE majoris with the Navy prototype optical interferometer*. Astron.J., vol. 114, pages 1221–1226, sep 1997.
- [Beuvelot 97] M. Beuvelot. *Réalisation d'un système de guidage pour l'injection de la lumière astronomique dans une fibre optique*. Rapport technique, IRCOM Limoges, Sept. 1997.
- [Carleton 94] N. P. Carleton, W. A. Traub, M. G. Lacasse, P. Nisenson, M. R. Pearlman, R. D. Reasenberg, X. Xu, C. M. Coldwell, A. Panasyuk, J. A. Benson, C. Papaliolios, R. Predmore, F. P. Schloerb, H. M. Dyck & D. M. Gibson. *Current status of the IOTA interferometer*. In Proc. SPIE Vol. 2200, p. 152-165, Amplitude and Intensity Spatial Interferometry II, James B. Breckinridge; Ed., pages 152–165, June 1994.
- [Colavita 00] M. M. Colavita & P. L. Wizinowich. *Keck Interferometer : progress report*. In Proc. SPIE Vol. 4006, p. 310-320, Interferometry in Optical

- Astronomy, Pierre J. Lena ; Andreas Quirrenbach ; Eds., pages 310–320, July 2000.
- [Colavita 01] M. Colavita. *Keck Interferometer First Fringes*. Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 33, pages 859–+, May 2001.
- [Connes 88] P. Connes & F. Reynaud. *Fiber Tests on a Radiotelescope*. In NOAO-ESO Conference on High-Resolution Imaging by Interferometry : Ground-Based Interferometry at Visible and Infrared Wavelengths, Garching bei München, Germany, Mar. 15-18, 1988. Edited by F. Merkle, ESO Conference and Workshop Proceedings No. 29, p.1117, 1988, pages 1117–+, 1988.
- [Coude Du-Foresto 92] V. Coude Du-Foresto & S. T. Ridgway. *Fluor - a Stellar Interferometer Using Single-Mode Fibers*. In High-Resolution Imaging by Interferometry, pages 731–+, 1992.
- [Coude Du Foresto 98] V. Coude Du Foresto, G. Perrin, C. Ruilier, B. P. Mennesson, W. A. Traub & M. G. Lacasse. *FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer*. In Proc. SPIE Vol. 3350, p. 856-863, Astronomical Interferometry, Robert D. Reasenberg ; Ed., pages 856–863, July 1998.
- [Coude du Foresto 03] V. Coude du Foresto, P. J. Borde, A. Merand, C. Baudouin, A. Remond, G. S. Perrin, S. T. Ridgway, T. A. ten Brummelaar & H. A. McAlister. *FLUOR fibered beam combiner at the CHARA array*. In Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 280-285 (2003)., pages 280–285, February 2003.
- [Davis 94] J. Davis, W. J. Tango, A. J. Booth, R. A. Minard, S. M. Owens & R. R. Shobbrook. *Progress in commissioning the Sydney University Stellar Interferometer (SUSI)*. In Proc. SPIE Vol. 2200, p. 231-241, Amplitude and Intensity Spatial Interferometry II, James B. Breckinridge ; Ed., pages 231–241, June 1994.
- [de Hainaut 88] C. R. de Hainaut, K. P. Hentz, L. D. Weaver & J. D. Gonglewski. *Design of a wide field of view phased array telescope*. Optical Engineering, vol. 27, no. 9, pages 736–739, sep 1988.
- [DeHainaut 95] C. R. DeHainaut, D. C. Duneman, R. C. Dymale, J. P. Blea, B. D. O’Neil & C. E. Hines. *Wide field performance of a phased array telescope*. Optical Engineering, vol. 34, no. 3, pages 876–880, mar 1995.
- [Delage 99] L. Delage, F. Reynaud & E. Thiébaud. *Imaging laboratory tests on a fiber linked telescope array*. Optics Communications, vol. 160, pages 27–32, feb 1999.
- [Delage 00a] L. Delage & F. Reynaud. *Analysis and control of polarization effects on phase closure and image acquisition in a fiber-linked three-telescope stellar interferometer*. J. Opt. A : Pure Appl. Opt., vol. 2, pages 1–7, 2000.
- [Delage 00b] L. Delage, F. Reynaud & A. Lannes. *Laboratory Imaging Stellar Interferometer with Fiber Links*. Applied Optics, vol. 39, pages 6406–6420, dec 2000.

- [Delaire 93] E. Delaire & F. Reynaud. *Linear optical path modulation with $\lambda/200$ accuracy using a fiber stretcher*. Electronics Letters, vol. 29, pages 1718–1719, sep 1993.
- [Delplancke 03] F. Delplancke, F. Derie, F. Paresce, A. Glindemann, F. Lévy, S. Lévêque & S. Ménardi. *PRIMA for the VLTI - Science*. Astrophysics and Space Science, vol. 286, pages 99–104, 2003.
- [Fender 88] J. S. Fender & R. A. Carreras. *Demonstration of an optically phased telescope array*. Optical Engineering, vol. 27, no. 9, pages 706–711, sep 1988.
- [Fizeau 68] A.H. Fizeau. *Prix Bordin : rapport sur le concours de l'année 1867*. Comptes rendus Acad. des Sciences, vol. 66, pages 932–934, 1868.
- [Fridlund 03] M. Fridlund & P. Gondoin. *GENIE - The Darwin demonstrator*. Astrophysics and Space Science, vol. 286, pages 93–98, 2003.
- [Froehly 82] C. Froehly. *Coherence and Interferometry Through Optical Fibers*. In Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths, pages 285–+, 1982.
- [Gai 02] M. Gai, L. Corcione, L. Delatge, D. Gardiol, A. Gennai, M. G. Lattanzi, D. Loreggia, G. Massone, S. Menardi & F. Reynaud. *The FINITO Fringe Sensor for VLTI*. In Beyond conventional adaptive optics : a conference devoted to the development of adaptive optics for extremely large telescopes. Proceedings of the Topical Meeting held May 7-10, 2001, Venice, Italy. Edited by E. Vernet, R. Ragazzoni, S. Esposito, and N. Hubin. Garching, Germany : European Southern Observatory, 2002 ESO Conference and Workshop Proceedings, Vol. 58, ISBN 3923524617, p. 329, pages 329–+, 2002.
- [Gai 03] M. Gai, L. Corcione, M. G. Lattanzi, B. Bauvir, D. Bonino, D. Gardiol, A. Gennai, D. Loreggia, G. Massone & S. Menardi. *FINITO : three-way fringe sensor for VLTI*. Memorie della Societa Astronomica Italiana, vol. 74, pages 472–+, 2003.
- [Glindemann 00] A. Glindemann & S. Lévêque. *PRIMA – The VLTI Dual Feed System*. In From Extrasolar Planets to Cosmology : The VLT Opening Symposium, Proceedings of the ESO Symposium held at Antofagasta, Chile, 1-4 March 1999. Edited by Jacqueline Bergeron and Alvio Renzini. Berlin : Springer-Verlag, 2000. p. 468., pages 468–+, 2000.
- [Gondoin 03] P. Gondoin, O. Absil, R. den Hartog, L. Kaltenecker, C. Eiroa, C. Erd, M. Fridlund, A. Karlsson, A. Peacock, Z. Sodnik, S. Volonte, R. Wilhelm, M. Schoeller & A. Glindemann. *The Ground-based European Nulling Interferometry Experiment (DARWIN-GENIE)*. In Proceedings of the Conference on Towards Other Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets, 22-25 April 2003, Heidelberg, Germany. Edited by M. Fridlund, T. Henning, compiled by H. Lacoste. ESA SP-539, Noordwijk, Netherlands : ESA Publications Division, ISBN 92-9092-849-2, 2003, p. 121 - 131, pages 121–+, October 2003.

- [Gonglewski 88] J. D. Gonglewski, C. R. de Hainaut, C. M. Lampkin & R. C. Dymale. *System design of a wavefront sensing package for a wide field of view optical phased array*. *Optical Engineering*, vol. 27, no. 9, pages 785–792, sep 1988.
- [Greenaway 82] A.H Greenaway. *Diffraction-limited pictures from single turbulence-degraded images in astronomy*. *Optics Communications*, vol. 42, no. 3, pages 157–161, July 1982.
- [Hege 85] E. K. Hege, D. W. McCarthy, P. A. Strittmatter & J. M. Beckers. *Multiple mirror telescope as a phased array telescope*. *Applied Optics*, vol. 24, no. 16, pages 2565–2576, aug 1985.
- [Huss 00] G. Huss, L.M Simohamed & F. Reynaud. *An all-guided two-beam stellar interferometer : preliminary experiment*. *Optics Communications*, vol. 182, pages 71–82, 2000.
- [Huss 01a] G. Huss. *Interféromètres stellaires réalisés à partir de composants d'optique guidée et intégrée*. Thèse, Université de Limoges, 2001.
- [Huss 01b] G. Huss, F. Reynaud & L. Delage. *An all-guided three arms interferometer for stellar interferometry*. *Optics Communications*, vol. 196, pages 55–62, 2001.
- [Huss 01c] G. et al. Huss. *All-guided stellar interferometer with an integrated optics recombiner*. *Optics Letters*, vol. 26, no. 11, page 768, 2001.
- [Jackson 80a] D.A. Jackson, A Dandridge & S.K. Sheem. *Measurements of small phase shifts using a single-mode optical-fiber interferometer*. *Opt. Lett.*, vol. 5, no. 4, page 139, April 1980.
- [Jackson 80b] D.A. Jackson, R. Priest, A. Dandridge & A.B. Tveten. *Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber*. *Appl. Opt.*, vol. 19, no. 17, page 2926, 1980.
- [Kalmar 98] A. Kalmar, K. H. Kudielka & W. R. Leeb. *Experimental demonstration of a self-tracking 16-aperture receiver telescope array for laser intersatellite communications*. In Proc. SPIE Vol. 3266, p. 70-78, Free-Space Laser Communication Technologies X, G. Stephen Mecherle ; Ed., pages 70–78, may 1998.
- [Kervella 00] P. Kervella, V. Coude du Foresto, A. Glindemann & R. Hofmann. *VINCI : the VLT Interferometer commissioning instrument*. In Proc. SPIE Vol. 4006, p. 31-42, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena ; Andreas Quirrenbach ; Eds., pages 31–42, July 2000.
- [Kudielka 94a] K. H. Kudielka, W. M. Neubert, A. L. Scholtz & W. R. Leeb. *Adaptive optical multiaperture receive antenna for coherent intersatellite communications*. In Proc. SPIE Vol. 2210, p. 61-70, Space Optics 1994 : Space Instrumentation and Spacecraft Optics, Thierry M. Dewandre ; Joachim J. Schulte-in-den-Baeumen ; Emmanuel Sein ; Eds., pages 61–70, sep 1994.
- [Kudielka 94b] K. H. Kudielka, W. M. Neubert, A. L. Scholtz & W. R. Leeb. *Experimental verification of an adaptive optical multiaperture receive antenna for laser space communications*. In Proc. SPIE Vol. 2123, p.

- 478-486, Free-Space Laser Communication Technologies VI, G. Stephen Mecherle ; Ed., pages 478–486, aug 1994.
- [Kudielka 97] K.H. Kudielka. *Adaptive receive telescope array for laser communications in space*. Thèse, Technische Universität Wien, 1997.
- [Labeyrie 75] A. Labeyrie. *Interference fringes obtained on vega with two optical telescopes*. *Astropysical Journal*, vol. 196, pages 71–75, 1975.
- [Labeyrie 76] A. Labeyrie. *High-resolution techniques in optical astronomy*. In Amsterdam E.Wolf (North-Holland, editeur, Progress in Optics, volume XIV, pages 49–85, 1976.
- [Lagorceix 95a] H. Lagorceix. *Application des fibres optiques unimodales à l'interférométrie stellaire*. Thèse, Université de Limoges, 1995.
- [Lagorceix 95b] H. Lagorceix & F. Reynaud. *Birefringent effect measurement and compensation in a highly birefringent fiber optical path modulator*. *Opt. Com.*, vol. 118, pages 235–240, 1995.
- [Lagorceix 96] H Lagorceix & F. Reynaud. *Determination of the group birefringence modulation in a fiber Babinet compensator*. *Opt. Fib. Tech.*, vol. 2, pages 85–88, 1996.
- [Lannes 97a] A. Lannes. *Image reconstruction : from basic notions towards methodological strategies*. In NATO ASIC Proc. 501 : High angular resolution in astrophysics, pages 115–+, 1997.
- [Lannes 97b] A. Lannes, E. Anterrieu & P. Marechal. *Clean and Wipe*. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, vol. 123, pages 183–198, May 1997.
- [Laskin 03] R. A. Laskin. *SIM technology development overview : light at the end of the tunnel*. In *Interferometry in Space*. Edited by Shao, Michael. Proceedings of the SPIE, Volume 4852, pp. 16-32 (2003)., pages 16–32, February 2003.
- [Leeb 94] W. R. Leeb, W. M. Neubert, K. H. Kudielka & A. L. Scholtz. *Optical phased array antennas for free space laser communications*. In Proc. SPIE Vol. 2210, p. 14-29, Space Optics 1994 : Space Instrumentation and Spacecraft Optics, Thierry M. Dewandre ; Joachim J. Schulte-in-den-Baeumen ; Emmanuel Sein ; Eds., pages 14–29, sep 1994.
- [Leger 96] A. Leger, J. M. Mariotti, B. Mennesson, M. Ollivier, J. L. Puget, D. Rouan & J. Schneider. *The DARWIN Project*. *Astrophysics and Space Science*, vol. 241, pages 135–146, 1996.
- [Mariotti 96] J.-M. Mariotti, V. Coude Du Foresto, G. Perrin, P. Zhao & P. Lena. *Interferometric connection of large ground-based telescopes*. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, vol. 116, pages 381–393, April 1996.
- [Marr 03] J. C. Marr. *Space interferometry mission (SIM) : overview and current status*. In *Interferometry in Space*. Edited by Shao, Michael. Proceedings of the SPIE, Volume 4852, pp. 1-15 (2003)., pages 1–15, February 2003.
- [McAlister 92] H. A. McAlister. *The CHARA optical array*. In *A Lunar Optical-Ultraviolet-Infrared Synthesis Array (LOUISA)*, pages 18–34, November 1992.

- [McAlister 94] H. A. McAlister, W. G. Bagnuolo, T. Ten Brummelaar, W. I. Hartkopf, N. H. Turner, A. K. Garrison, W. G. Robinson & S. T. Ridgway. *CHARA Array*. In Proc. SPIE Vol. 2200, p. 129-139, Amplitude and Intensity Spatial Interferometry II, James B. Breckinridge; Ed., pages 129–139, June 1994.
- [McAlister 00] H. A. McAlister, W. G. Bagnuolo, T. A. ten Brummelaar, R. Cadman, C. H. Hopper, S. T. Ridgway, E. J. Simison, M. A. Shure, L. Sturmann & N. H. Turner. *The CHARA array on Mt. Wilson, California*. In Proc. SPIE Vol. 4006, p. 465-471, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena; Andreas Quirrenbach; Eds., pages 465–471, July 2000.
- [Mege 00] P. Mege, F. Malbet & A. Chelli. *Spatial filtering in AMBER*. In Proc. SPIE Vol. 4006, p. 299-307, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena; Andreas Quirrenbach; Eds., pages 299–307, July 2000.
- [Michelson 91] A.A. Michelson. *Measurement of Jupiter's Satellites by Interference*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, vol. 3, pages 274–278, Sept 1891.
- [Michelson 21] A.A. Michelson & F.G. Pease. *Measurement of the diameter of alpha Orionis with the interferometer*. Astrophysical Journal, vol. 53, pages 249–259, May 1921.
- [Morançais 95] D. et al. Morançais. *Optical aperture Synthesis Technologies*. Final report, ESA/ESTEC Contract, no. 9447, 1995.
- [Mourard 94] D. Mourard, I. Tallon-Bosc, A. Blazit, D. Bonneau, G. Merlin, F. Morand, F. Vakili & A. Labeyrie. *The GI2T interferometer on plateau de Calern*. Astron. Astrophys., vol. 283, pages 705–713, 1994.
- [Mourard 98] D. Mourard, N. Thureau, P. Antonelli, P. Berio, J. Blanc, A. Blazit, J. Boit, D. Bonneau, O. Chesneau, J. M. Clause, J. M. Corneloup, R. dalla, M. Dugue, A. Glentzlin, L. Hill, A. Labeyrie, J. Lemerrer, S. Menardi, G. Merlin, G. Moreaux, R. G. Petrov, S. Rebattu, K. Rousselet-Perraut, P. Stee, I. Tallon-Bosc, J. Trastour, F. Vakili, C. Verinaud, C. Voet & G. Waultier. *GI2T/REGAIN interferometer*. In Proc. SPIE Vol. 3350, p. 517-525, Astronomical Interferometry, Robert D. Reasenberg; Ed., pages 517–525, July 1998.
- [Neubert 91] W. M. Neubert, W. R. Leeb & A. L. Scholtz. *Experimental implementation of an optical multiple-aperture antenna for space communications*. In Optical space communication II; Proceedings of the Meeting, Munich, Germany, June 10, 11, 1991 (A93-32077 12-17), p. 93-102., pages 93–32077, may 1991.
- [Neubert 92] W. M. Neubert, W. R. Leeb & A. L. Scholtz. *Experimental results on an optical array antenna for non-mechanical beam steering*. In Free-space laser communication technologies IV; Proceedings of the 4th Conference, Los Angeles, CA, Jan. 23, 24, 1992 (A93-48376 20-17), p. 82-89., pages 82–89, jun 1992.
- [Neubert 93] W.M. Neubert. *Optical phased array antennas for free space laser communications*. Thèse, Technische Universität Wien, 1993.

- [Neubert 94] W. M. Neubert, K. H. Kudielka, W. R. Leeb & A. L. Scholtz. *Experimental demonstration of an optical phased array antenna for laser space communications*. Applied Optics, vol. 33, pages 3820–3830, jun 1994.
- [Ollivier 99a] M. Ollivier. *Contribution à la recherche d'exoplanètes, Coronographie interférencielle, pour la mission DARWIN*. Thèse, Université Paris XI Orsay, 1999.
- [Ollivier 99b] M. Ollivier, A. Léger, C. A. P. Sekulic, J. Brunaud, G. Artzner, J.-M. Mariotti, G. Michel, V. Coudé Du Foresto, B. Mennesson, P. Boucharaine, T. Lépine & F. Malbet. *Nulling Interferometry for the DARWIN Mission - Laboratory Demonstration Experiment*. In ASP Conf. Ser. 194 : Working on the Fringe : Optical and IR Interferometry from Ground and Space, pages 443–+, 1999.
- [Oppenhaeuser 90] G. Oppenhaeuser & M. Wittig. *The European SILEX project - Concept, performances, status and planning*. In Free-space laser communication technologies II ; Proceedings of the Meeting, Los Angeles, CA, Jan. 15-17, 1990 (A91-22776 08-17). Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1990, p. 27-37., pages 27–37, jul 1990.
- [Perrin 00] G. Perrin, O. Lai, P. J. Lena & V. Coude du Foresto. *Fibered large interferometer on top of Mauna Kea : OHANA, the optical Hawaiian array for nanoradian astronomy*. In Proc. SPIE Vol. 4006, p. 708-714, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena ; Andreas Quirrenbach ; Eds., pages 708–714, July 2000.
- [Perrin 03] G. Perrin, C. Leinert, U. Graser, L.B.F.M. Waters & B. Lopez. *MIDI, the 10 μm interferometer of the VLT*. EAS Publications Series, Volume 6, 2003, Observing with the VLTI, Proceedings of the conference held 3-8 February, 2002 in Les Houches, France. Edited by G. Perrin and F. Malbet, pp.127., vol. 6, pages 127–+, 2003.
- [Petrov 00] R.G. Petrov, F. Malbet, A. Richichi, K. Hofmann, D. Mourard, K. Agabi, P. Antonelli, E. Aristidi, C. Baffa, U. Beckmann, P. Berio, Y. Bresson & F. Cassaing. *AMBER : the near-infrared focal instrument for the Very Large Telescope Interferometer*. In Proc. SPIE Vol. 4006, p. 68-79, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena ; Andreas Quirrenbach ; Eds., pages 68–79, jul 2000.
- [Przygodda 03] F. Przygodda, O. Chesneau, C. Leinert, U. Graser, U. Neumann, W. Jaffe, E. Bakker, J.A. de Jong & S. Morel. *MIDI - first results from commissioning on Paranal*. In ESA SP-539 : Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets, pages 549–+, oct 2003.
- [Quirrenbach 98] A. Quirrenbach, V. Coude Du Foresto, G. Daigne, K. H. Hofmann, R. Hofmann, M. Lattanzi, R. Osterbart, R. S. Le Poole, D. Queloz & F. Vakili. *PRIMA : study for a dual-beam instrument for the VLT Interferometer*. In Proc. SPIE Vol. 3350, p. 807-817, Astronomical Interferometry, Robert D. Reasenberg ; Ed., pages 807–817, July 1998.
- [Reynaud 94] F. Reynaud. *Positioning telescopes of a synthesized aperture in a star wave plane using an interferometric metrology*. In Proc. SPIE Vol. 2209,

- p. 517-521, Space Optics 1994 : Earth Observation and Astronomy, M. G. Cerutti-Maori; Philippe Roussel; Eds., pages 517–521, September 1994.
- [Rogstad 68] D.H Rogstad. *A technique for measuring visibility phase with an optical interferometer in the presence of atmospheric seeing*. Applied Optics, vol. 7, no. 4, pages 585–588, April 1968.
- [Rousselet-Perraut 99] K. Rousselet-Perraut, E. Stadler, P. Feautrier, E. Le Coarer, P. Petmezakis, P. Haguenaue, P. Kern, F. Malbet, J.-P. Berger, I. Schanen-Duport, P. Benech & L. Delage. *The Integrated Optics Near-infrared Interferometric Camera (IONIC)*. In ASP Conf. Ser. 194 : Working on the Fringe : Optical and IR Interferometry from Ground and Space, pages 344–+, 1999.
- [Rousselet-Perraut 00] K. Rousselet-Perraut, P. Haguenaue, P. Petmezakis, J. Berger, D. Mourard, S. D. Ragland, G. Huss, F. Reynaud, E. LeCoarer, P. Y. Kern & F. Malbet. *Qualification of IONIC (integrated optics near-infrared interferometric camera)*. In Proc. SPIE Vol. 4006, p. 1042-1051, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena ; Andreas Quirrenbach ; Eds., pages 1042–1051, July 2000.
- [Shaklan 90] S. Shaklan. *Fiber optic beam combiner for multiple telescope interferometry*. Opt. Eng., vol. 29, no. 6, page 684, 1990.
- [Simohamed 96] L.M. Simohamed, L. Delage & F. Reynaud. *An optical fibre delay line with a 318 mm stroke*. J. Opt. A : Pure Appl. Opt., vol. 5, pages 1005–1009, 1996.
- [Simohamed 97] L.M. Simohamed & F. Reynaud. *A two meter stroke optical fibre delay line*. J. Opt. A : Pure Appl. Opt., vol. 6, page 37, 1997.
- [Simohamed 99a] L.M. Simohamed. *Lignes à retard métriques utilisant l'étirement de fibres optiques en silice. Application à l'interférométrie stellaire*. PhD thesis, Université de Limoges, 1999.
- [Simohamed 99b] L.M. Simohamed & F. Reynaud. *Characterisation of the dispersion evolution versus stretching in a large stroke optical fibre delay line*. Opt. Comm., vol. 159, pages 118–128, 1999.
- [Tango 03] W. J. Tango. *Status of the SUSI program*. In Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 28-32 (2003)., pages 28–32, February 2003.
- [Thiebaut 94] E. Thiebaut. *Imagerie astrophysique a la limite de diffraction des grands telescopes. Application a l'observation des objets froids*. PhD thesis, Paris : Universite, 1994.
- [Thiebaut 02] E. Thiebaut. *Optimization issues in blind deconvolution algorithms*. In Astronomical Data Analysis II. Edited by Starck, Jean-Luc ; Murtagh, Fionn D. Proceedings of the SPIE, Volume 4847, pp. 174-183 (2002)., pages 174–183, December 2002.
- [Vergnole 04] S. Vergnole, L. Delage & F. Reynaud. *Accurate measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of OHANA project*. Optics Communications, vol. 232, pages 31–43, 2004.

- [Voelz 88] D. G. Voelz, D. A. Russell, P. J. Wallentine & R. A. Carreras. *Implementation of optical path length and tilt control in a phased array system*. Optical Engineering, vol. 27, no. 9, pages 712–717, sep 1988.
- [Wielders 03] A. A. Wielders, B. Calvel, B. L. Swinkels & P. D. Chapman. *Metrology concepts for a space interferometer mission : SMART-2*. In Interferometry in Space. Edited by Shao, Michael. Proceedings of the SPIE, Volume 4852, pp. 268-278 (2003)., pages 268–278, February 2003.
- [Wizinowich 92] P. Wizinowich, B. McLeod, M. Lloyd-Yhart, J. R. P. Angel, D. Colucci, R. Dekany, D. McCarthy, D. Wittman & I. Scott-Fleming. *Adaptive optics for array telescopes using piston-and-tilt wave-front sensing*. Applied Optics, vol. 31, no. 28, pages 6036–6046, oct 1992.

Résumé : L'utilisation de dispositifs de synthèse d'ouverture présente des avantages indéniables autant pour réaliser des systèmes récepteurs que pour réaliser des systèmes émetteurs à haute résolution angulaire. Dans ce type d'instruments, les chemins optiques des différents bras interférométriques du réseau doivent être contrôlés avec une grande précision afin que le dispositif puisse fonctionner en mode cohérent. Ce manuscrit présente la mise en œuvre en laboratoire de deux dispositifs de synthèse d'ouverture dont la finalité est d'être utilisée en réception pour le premier et en émission pour le second.

La première étude a consisté à étudier et à mettre en place expérimentalement un dispositif de métrologie externe d'une antenne synthétique destinée à l'observation d'objets stellaires. Ce projet se place dans le cadre d'un instrument spatialisable et met à profit les techniques fibrées disponibles au laboratoire. Cette étude est particulièrement focalisée sur le contrôle de la différence de marche entre la source et le foyer des télescopes. Cette fonction est assurée entre autre à l'aide d'un asservissement de la position des différentes ouvertures du dispositif dans le plan d'onde de l'objet observé en utilisant une méthode interférométrique. Le dispositif expérimental de laboratoire constitué de 2 télescopes séparés de 2,5 mètres a permis d'obtenir des franges d'interférence avec des contrastes variant entre 85 % et 92 %. Le principe de positionnement des ouvertures dans le plan d'onde de la source scientifique a été validé expérimentalement dans cette étude.

La seconde partie du travail a consisté à réaliser l'étude théorique et la mise en œuvre expérimentale d'un dispositif émetteur (Antenne Synthétique) constitué d'un réseau de lentilles alimentées par des fibres optiques. Un réseau de deux lentilles a été mis en place et a permis dans un premier temps de démontrer expérimentalement la possibilité de réaliser un pointage précis, sur une plage de 138 μ rad par un contrôle précis du tilt et du piston de chaque onde élémentaire. Dans un second temps l'obtention d'un signal d'erreur destiné à l'asservissement du chemin optique, sur les différents bras de l'antenne, a été réalisé. Les résultats obtenus montrent que les fluctuations résiduelles de différences de marche resteraient inférieures à $\lambda/32$ en boucle ouverte ce qui est inférieure à $\lambda/24$ erreur à partir de laquelle nous pouvons constater une dégradation notable de la figure de diffraction de l'antenne.

Abstract: The use of synthesized aperture setup offers undeniable advantages moreover for realizing high angular resolution receiving as for transmitting setup. In this kind of instrument, the optical path on the different interferometric arms of the array must be controlled with high accuracy in order to allow the setup to work in coherent mode. This manuscript presents the laboratory implementation of two synthesized aperture setup which the goal is to be used; as a receiver for the first and as a transmitter for the second.

The first study has consisting in implementing an external metrology setup of a synthesized antenna destined to observed stellar objects. This project takes place within the framework of a spatial instrument using fibred technique available in our laboratory. This study is particularly focused on the control of the path difference between the source and the telescope focus. This function is achieved among other by the servo control of the position of the different aperture of the setup in the wave plane of the observed object by using an interferometric method. The experimental setup composed of two apertures spaced of two meters allows obtaining interference fringes with contrasts varying between 85% and 92 %. The principle of positioning of the apertures in the wave plane of the scientific source has been validated in this study.

The second study has consisting in realizing a transmitting synthesized antenna composed of a lenses array fed by optical fibre. In a first time, a two lenses array has been experimentally implemented and has shown the possibility to realize the pointing of the antenna with several steps in a range of 138 μ rad. In a second time, an error signal destined to servo control the optical path difference between the two arms of the antenna has been obtained. The results on the error signal shows that the optical path residual fluctuation will stay lower than $\lambda/32$ in the case of open loop. This fluctuation stays lower than $\lambda/24$ error from which we can notice a notable deterioration of the diffraction pattern of the antenna.