

STAGE INGÉNIEUR

INTERFÉROMÉTRIE AU SOMMET DU MAUNA KEA

Auteur :
Manuela RAIMBAULT

Maître de stage :
Olivier LAI



Dates du stage : du 16 avril 2012 au 27 juillet 2012

Adresse de l'organisme : Canada-France-Hawaii Telescope corporation
65-1238 Mamalahoa Highway
KAMUELA, HI 96743, ÉTATS-UNIS

Accompagnateur ECN : Josep PINYOL VIDAL

Remerciements

À l'image du projet OHANA qui signifie « famille », je souhaite remercier toute la « famille OHANA ». Elle se compose bien sûr d'Olivier Lai, qui m'a encadrée durant ce stage, ainsi que de François Reynaud et Julien Woillez. Mais aussi de Damien Ceus, post-doc qui a souvent répondu à mes questions et m'a permis de découvrir la conversion de fréquences, mais aussi coloc' et camarade de randos.

Merci à l'organisation du camp de Hale Pôhaku, qui nous héberge après une nuit de travail au sommet.

Merci à Roger, qui chouchoute toute la mécanique, à Jane, Mercedes et Moani, pour tout ce qui est administratif, à Les et son vélo, à Ferd pour le marathon de Kona, à Billy pour le matériel prêté pour le transit de Vénus...

Merci enfin à tous les membres du CFHT, pour leur sympathie et leur esprit aloha !

Merci à cette île paradisiaque, paradis des randonneurs, sur laquelle on trouve tous les climats, tous les paysages, de la neige du sommet aux eaux turquoises de la mer.

Résumé

Ce stage, réalisé au cours d'une année de césure en école d'ingénieur, s'est déroulé sur une période de 15 semaines. Il correspond à un niveau intermédiaire entre M1 et M2. L'objectif a été de continuer le projet d'interférométrie OHANA IKI, banc de test pour un interféromètre aux dimensions plus grandes entre les sept télescopes optiques du sommet. Le projet OHANA vise à construire un instrument capable de relier les plus grands télescopes du sommet du Mauna Kea sous la forme d'un interféromètre géant. La résolution et les cas scientifiques que l'on pourrait explorer seront inédits, atteignant la résolution angulaire d'un télescope de près d'un kilomètre de diamètre. Actuellement, le projet est dans sa phase de démonstration de fiabilité de tout le système optique en s'appuyant sur deux petits télescopes. Après un bref rappel théorique d'interférométrie, je décrirai le projet OHANA. Je détaillerai ensuite les différentes parties de l'expérience et donnerai les résultats obtenus pendant mon stage. Je finirai avec quelques perspectives d'amélioration.

Abstract

The OHANA project consists in building an instrument able to link the largest telescopes at the summit of the Mauna Kea into a gigantic interferometer. The achievable angular resolution and the details on the observable scientific objects would be unprecedented, reaching the separation power of half a mile diameter telescope. The project is now focused on proving the reliability of the whole optical system using two small telescopes. After a brief overview on interferometry, I will describe the OHANA project. I will then detail the different components of the experimental setup and give the results obtained during the observation nights as well as some improvement proposals.

Table des matières

1	Interférométrie au sommet du Mauna Kea	5
1.1	Le sommet du Mauna Kea : un site privilégié	5
1.2	Bref historique	6
1.3	Objectif	7
2	Principes théoriques de l'interférométrie	8
2.1	Principes de l'optique physique	8
2.1.1	Modélisation du champ électromagnétique	8
2.1.2	Interférences	8
2.2	Figure de diffraction	9
2.2.1	Trous d'Young	9
2.2.2	Paramètre de Fried	11
3	Le projet OHANA	13
3.1	Présentation du projet et matériel	13
3.2	Le principe de base	13
3.3	Travail déjà réalisé	13
4	Montage	14
4.1	Le module d'injection	15
4.2	Ligne à retard à trois étages	15
4.3	Le recombineur	17
4.3.1	Fibres optiques	17
4.3.2	Fibres optiques monomodes	19
4.3.3	Théorie du recombineur multicoaxial	19
4.3.4	Version envisagée du recombineur	20
4.4	CAID	21
4.5	Résultats types	22
5	Obtention de franges	23
5.1	Résultats	29
6	Résultats	31
A	Annexes	32
B	Seeing et paramètre de Fried	32
C	Fibres optiques	32
C.1	Fibres optiques multimodes	32
C.2	Fibres optiques monomodes	32
D	Shear plate	33
E	Changement de repères	34
F	Alignement des Ikis	35

1 Interférométrie au sommet du Mauna Kea

1.1 Le sommet du Mauna Kea : un site privilégié

Le sommet du Mauna Kea constitue, avec les hauts plateaux du Chili, le meilleur site pour l'observation astronomique au monde. En effet, afin d'avoir un site le plus propice à l'observation possible, plusieurs critères entrent en ligne de compte :

- le nombre de nuits exploitables par an, qui s'élève ici à 274 en moyenne ;
- le niveau d'hygrométrie : moins l'atmosphère est chargée en humidité, plus le ciel est transparent aux longueurs d'onde infrarouge ;
- l'altitude : plus on est haut, moins l'épaisseur d'atmosphère traversée par les rayons nous provenant est importante, donc moins les effets de la turbulence sont ressentis et meilleur est le seeing (qui varie ici entre 0,3 et 1,4 ") ;
- l'isolement du sommet : les courants atmosphériques autour d'un pic isolé sont bien plus laminaires qu'en plaine, ce qui réduit la turbulence atmosphérique, qui déforme le front d'onde incident.



FIGURE 1 – 11 télescopes parsèment le sommet du Mauna Kea.

Selon des données collectées entre 1985 et 1996 par le télescope UKIRT :

Temps exploitable : 75%

Nuits entièrement sans nuages (photométriques) : 62 % du temps exploitable

Couverture nuageuse légère : 23 %

TABLE 1 – Télescopes optiques et IR

Nom	Propriétaire	Date	Taille
1. UH 0.6m Telescope	Université d'Hawai'i	1968	0.6 m
2. UH 2.2m Telescope	Université d'Hawai'i	1970	2.2 m
3. NASA Infrared Telescope facility (IRTF)	NASA	1979	3 m
4. CFHT	Canada France Université d'Hawai'i	1979	3.6 m
5. United Kingdom Infrared Telescope (UKIRT)	Grande-Bretagne	1979	3.8 m
6. W. M. Keck Observatory	Caltech Université d'Hawai'i NASA	1992, 1996	2 × 10 m
7. Subaru Telescope	Japon	1999	8.3 m
8. Frederick C. Gillett Gemini Telescope (Gemini North)	USA (NSF) Grande-Bretagne Canada Argentine Australie Brésil Chili	1999	8.1 m

TABLE 2 – Télescopes millimétriques, submillimétriques et radio

Nom	Propriétaire	Date	Taille
9. Caltech Submillimeter Observatory (CSO)	Caltech, NSF NSF	1987	10.4 m
10. James Clerk Maxwell Telescope (JCMT)	Grande-Bretagne Canada Pays-Bas	1987	15 m
11. Submillimeter Array (SMA)	Smithsonian Astrophysical Observatory Taiwan	2003	8 × 6 m
12. Very Long Baseline Array Antenna (VLBA)	NRAO AUI NSF	1992	25 m

1.2 Bref historique

L'interférométrie stellaire fut d'abord initiée par Albert Michelson en 1920 avant d'être développée par Antoine Labeyrie dans les années 1970. Aujourd'hui, on compte de nombreux interféromètres, dont le plus connu : le VLTI (Very Large Telescope Interferometre) au Cerro Paranal.

Le principal avantage de l'interférométrie, par rapport à un miroir d'un seul tenant, est sa très haute résolution. En effet, en interférométrie stellaire, ce n'est plus le diamètre du miroir qui compte, mais la taille de la base, selon l'équation 19.

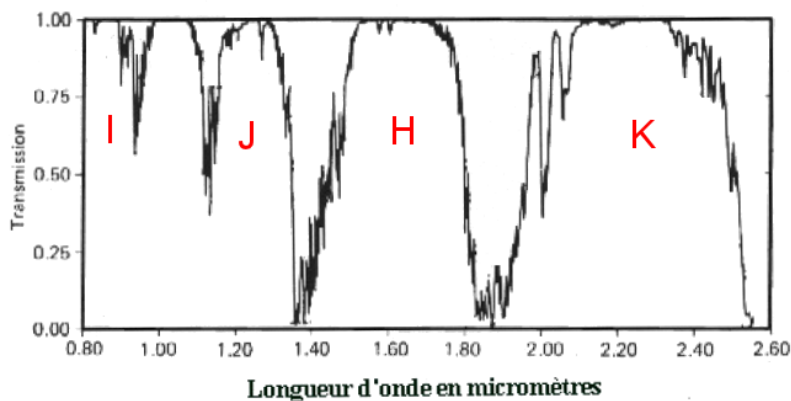
1.3 Objectif

OHANA (Optical Hawaiian Array for Nano-radian Astronomy) est un grand projet d'interférométrie à fibres optiques, visant à relier les télescopes déjà sur place au sommet du Mauna Kea, qu'ils soient de classe 10 m (les deux Keck), 8 m (Gemini, Subaru) ou 4 m (CFHT, IRTF, UKIRT). OHANA signifie également « famille » en hawaïien. Le but à terme est d'atteindre dans le domaine optique une résolution de l'ordre de 0,5 mas (milliarcseconde) à grande sensibilité, c'est-à-dire pouvant observer jusqu'à une magnitude 12 dans les bandes spectrales concernées (J, H, K)¹. À titre de comparaison, l'œil humain a une résolution d'une minute d'arc, le Keck et le VLTI peuvent descendre jusqu'à 3 mas à une longueur d'onde de 2 μm . Les données optiques d'OHANA pourront compléter celles des grands interféromètres radio.

Le projet a été découpé en trois phases :

- phase I : injection de lumière dans les fibres optiques aux foyers des télescopes.
Le module d'injection récupère le faisceau de sortie des télescopes corrigé par optique adaptative et l'injecte dans le cœur d'une fibre optique spatialement unimodale (nous travaillons pour cette phase avec deux télescopes de 8 pouces) ;
- phase II : tests sur des grandes bases avec la liaison Gemini-CFHT.
Élaboration de la ligne à retard, acquisition de fibres monomodes J, H et K, alignement optique du recombineur ;
- phase III : application des tests faits sur OHANA IKI aux 7 télescopes impliqués.

1. Les longueurs d'onde sont comprises pour la bande J entre 1 μm et 1,4 μm , pour la bande H entre 1,45 μm et 1,8 μm et pour la bande K entre 2 μm et 2,5 μm .



2 Principes théoriques de l'interférométrie

L'objectif de ce chapitre est de donner au lecteur les éléments d'interférométrie nécessaires à la bonne compréhension de ce projet. Il présentera tout d'abord les principes à la base de l'optique physique dans le domaine visible en soulignant les différences avec l'interférométrie radio. On s'attachera ensuite aux figures de diffraction que l'on peut obtenir en interférométrie et on proposera une formule générale pour la figure de diffraction. On fera enfin mention du vecteur de base d'un interféromètre entre deux télescopes quelconques.

2.1 Principes de l'optique physique

2.1.1 Modélisation du champ électromagnétique

La lumière est une onde électromagnétique. Son évolution est donc régie par les équations de Maxwell. Compte tenu de la linéarité de ces équations, dans une région limitée située loin de la source, chaque onde apparaît comme une superposition d'ondes planes progressives monochromatiques polarisées rectilignes (ce sont ses composantes de Fourier). Ainsi, on ne perd pas en généralité en ne considérant qu'une seule de ces composantes.

Le champ électrique d'une source ponctuelle lointaine et émettant une onde plane progressive monochromatique de pulsation ω , de longueur d'onde λ , polarisée rectiligne selon \vec{e} et se propageant selon \vec{u} dans un milieu isotrope d'indice n s'exprime sous la forme d'une exponentielle

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{i(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} \vec{u} \cdot \vec{r} + \phi_0)} \vec{e} \quad (1)$$

On se place dans la limite où toutes les ondes sont polarisées dans la même direction, on peut donc considérer uniquement son amplitude scalaire

$$a(\vec{r}, t) = a_0 e^{i(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} \vec{u} \cdot \vec{r} + \phi_0)} = a_0 e^{i(\omega t - n \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_0)} \quad (2)$$

où $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$ est la pulsation s'exprimant en s^{-1}
et $\vec{k} = k \vec{u}$ le vecteur d'onde où $k = \omega/c = 2\pi\nu/c$ s'exprime en m^{-1} .

On définit encore l'amplitude complexe, pour une onde plane monochromatique de fréquence ν se propageant dans la direction \vec{u} (avec $\|\vec{u}\| = 1$)

$$\underline{s}(\vec{r}) = a_0 e^{i(-n \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_0)} \quad (3)$$

et donc

$$\underline{E}(\vec{r}, t) = \underline{s}(\vec{r}) e^{i\omega t}. \quad (4)$$

2.1.2 Interférences

Il y a interférences lorsque deux ondes issues de la même source et ayant suivi des chemins différents s'additionnent par recombinaison, au foyer d'une lentille convergente par exemple (deux ondes de pulsations différentes ne peuvent pas interférer, c'est la notion de cohérence). Alors, les amplitudes scalaires $a_1(\vec{r}, t) = a_0 e^{i(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} \vec{u} \cdot \vec{r} + \phi_0)}$ et $a_2(\vec{r}, t) = a_0 e^{i(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} \vec{u} \cdot \vec{r} + \phi_0 + \phi)}$ s'additionnent.

On a $\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta$ où $\delta = \int n ds$ est la différence de chemin optique.
L'intensité résultante vaut

$$I = \langle |a_1 + a_2|^2 \rangle_t = 2 I_0 (1 + \cos\phi) = 4 I_0 \cos^2(\phi/2). \quad (5)$$

Cette définition répond à une réalité expérimentale : les détecteurs ne sont pas capables de mesurer en temps réel les variations du champ électromagnétique pour les longueurs d'onde optiques. Ce n'est pas le cas pour les fréquences radio, pour lesquelles les détecteurs peuvent enregistrer directement les variations du champ électromagnétique.

2.2 Figure de diffraction

2.2.1 Trous d'Young

Considérons une source ponctuelle et monochromatique située à l'infini ayant une incidence nulle (éclairage normal du plan percé de deux trous circulaires de diamètre très petit, séparés d'une distance d). Le faisceau incident est diffracté par ces deux trous. Afin d'observer les franges d'interférence à l'infini, on place une lentille convergente après l'écran et un détecteur au foyer de celle-ci (figure 2). La différence de marche entre les ondes qui interfèrent au point d'abscisse x est $\delta = d n \sin\alpha$ et leur déphasage est donc $\phi = \frac{2\pi d n \sin\alpha}{\lambda}$. L'intensité vaut alors

$$I(x) = 4 I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi d n \sin\alpha}{\lambda} \right) = 4 I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi d n x}{\lambda \sqrt{x^2 + f^2}} \right). \quad (6)$$

En se plaçant vers le centre de la figure d'interférence, on a $x \ll f$ (ce qui revient à dire que le détecteur est petit devant f ou bien qu'on ne s'intéresse qu'aux petits angles). La formule 6 devient dans ce cas

$$I(x) = 4 I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi d n x}{\lambda f} \right). \quad (7)$$

On définit alors l'interfrange $i = \frac{\lambda f}{nd}$ et la visibilité ou contraste $C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$, qui quantifie le caractère plus ou moins flou des franges. Dans notre cas, les minima sont nuls et donc $C = 1$.

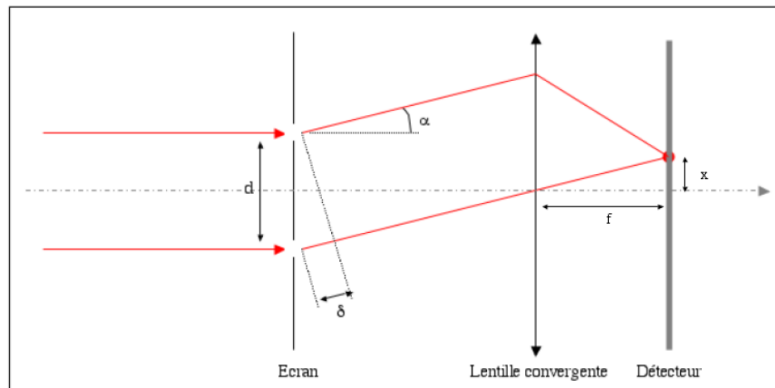


FIGURE 2 – Montage optique des trous d'Young avec incidence normale.

Dans la réalité, les ondes sont non-chromatiques, et leur incidence n'a aucune raison d'être nulle. Dans ce cas, illustré sur la figure 3, la formule 6 est modifiée en tenant compte de l'angle d'incidence α_0

$$I(x) = 4 I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi d n (\sin \alpha - \sin \alpha_0)}{\lambda} \right) \simeq 4 I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi d n (\alpha - \alpha_0)}{\lambda} \right). \quad (8)$$

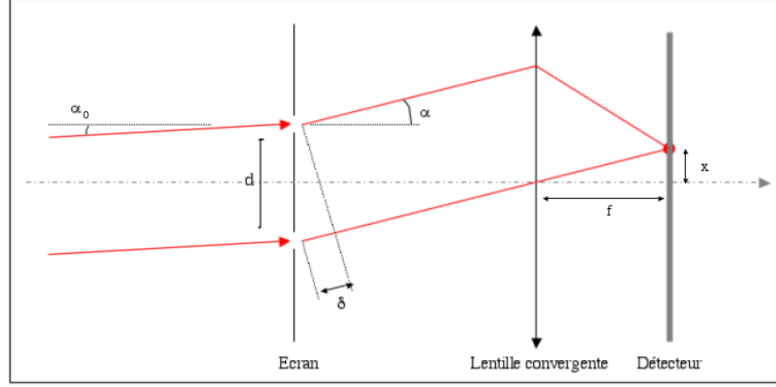


FIGURE 3 – Montage optique des trous d'Young avec incidence non normale.

Le caractère non-chromatique se traduit par une irisation. En effet, chaque longueur d'onde donne lieu à des franges d'interférence d'une couleur spécifique, avec un interfrange propre. On observe alors une frange centrale blanche (toutes les figures d'interférence se superposent au voisinage de la différence de marche nulle), plus loin les franges irisées et enfin le blanc d'ordre supérieur, où toutes les couleurs se superposent de manière désordonnée. On ne peut ainsi observer qu'un paquet de franges centré autour de la différence de marche nulle, plus ou moins grand en fonction de la largeur spectrale de la source.

Observons maintenant la configuration décrite par la figure 5 d'une source S étendue. Elle possède un diamètre angulaire θ et peut être séparée en plusieurs éléments ponctuels s_n , qui fournissent chacun un signal interférométrique dont la phase dépend de l'inclinaison vis-à-vis du réseau de télescopes.

L'éclairement détecté sur l'écran, correspondant à la contribution entre θ et $\theta + d\theta$ de l'une des sources ponctuelles de diamètre angulaire $d\theta$ vaut

$$dI = 2 O(\theta) d\theta (1 + \cos(\varphi_{mod} + \varphi_\theta)), \quad (9)$$

où $O(\theta)$ représente la distribution angulaire d'intensité et $\varphi_\theta = \frac{2\pi\theta b}{\lambda}$ le terme de phase lié à l'inclinaison θ de la source ponctuelle par rapport aux trous, à la distance b entre les trous et la longueur d'onde λ .

ϕ_θ est le terme de phase avant les trous, ϕ_{mod} celui après les trous, ces deux termes sont indépendants.

L'éclairement total $I_{tot} = \int_S dI$ dû à l'ensemble des sources ponctuelles peut être écrit sous la forme

$$I_{tot} = 2I_0 \left(1 + \Re \left[e^{-j\varphi_{mod}} \int_S O^n(\theta) e^{-j\frac{2\pi\theta b}{\lambda}} d\theta \right] \right) \quad (10)$$

avec $I_0 = \int_S O(\theta) d\theta$.

$O^n(\theta) = O(\theta)/I_0$ représente la distribution angulaire d'intensité normalisée. En introduisant la fréquence spatiale $N = b/\lambda$, le terme $V = \int_S O^n(\theta) e^{-j2\pi\theta N} d\theta$ représente la transformée de Fourier de la distribution angulaire d'intensité de la source.

V décrit le degré de cohérence spatiale, aussi appelé visibilité complexe. La relation entre la visibilité complexe des franges V et $O^n(\theta)$ est donnée par le théorème de Zernike - Van Cittert² :

$$V = TF[O^n(\theta)]. \quad (11)$$

La visibilité complexe s'identifie donc à la distribution angulaire d'intensité normalisée, c'est un nombre complexe qui peut s'écrire sous la forme

$$V = C e^{j\varphi} = |V| e^{j\varphi}. \quad (12)$$

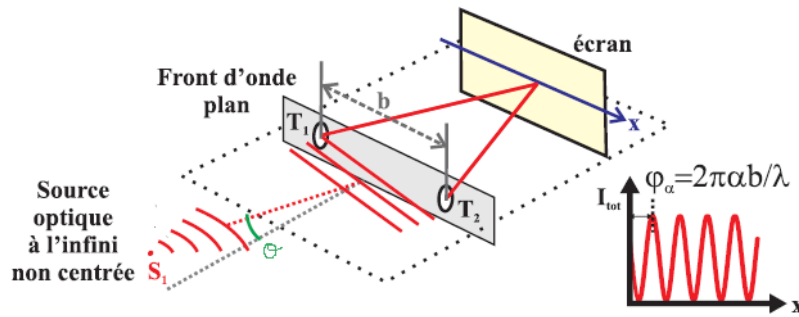


FIGURE 4 – La source ponctuelle S_1 est décalée par rapport à la position centrale d'un angle θ . Le front d'onde incident est collecté par les trous espacés d'une longueur b . Le signal interférométrique déphasé de φ_θ est observé sur l'axe x au niveau de l'écran. Tiré de [Ceus (2011)].

2.2.2 Paramètre de Fried

Le paramètre de Fried $r_0(\lambda)$ est une mesure courante du seeing. Dans les longueurs d'onde visibles, il varie entre 20 cm pour les meilleurs sites et 5 cm au niveau de la mer. Il donne une mesure de la turbulence atmosphérique, et plus précisément un ordre de grandeur de la taille des cellules stables de l'atmosphère au lieu considéré.

On note s le seeing, qui représente la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point (PSF) et λ la longueur d'onde. On a alors $s = \lambda/r_0(\lambda)$ avec $r_0 \propto \lambda^{6/5}$. Soit A la constante de proportionnalité. Si l'on suppose que le seeing au sommet du Mauna Kea est de 1'' à 500 nm (valeur mesurée expérimentalement grâce à une caméra d'acquisition), alors

$$r_0(500 \text{ nm}) = \frac{\lambda}{s} = \frac{1200 \times 10^{-9} \times 3600 \times 360}{2\pi} = 10,3 \text{ cm} \quad (13)$$

2. Le théorème de Zernike van Cittert stipule que l'on peut remonter à la répartition spatiale en intensité de la source à partir de la fonction de visibilité, elle-même connue à partir des observables (contraste et phase (mesurée par clôture de phase à partir de 3 télescopes)).

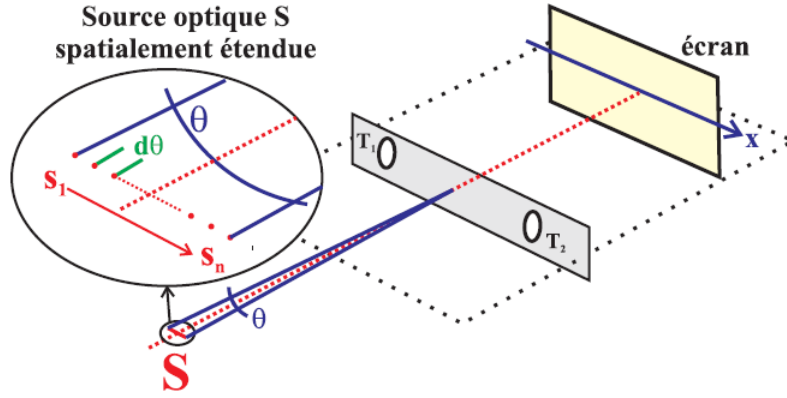


FIGURE 5 – Une source optique S spatialement étendue est composée d'un ensemble de sources ponctuelles s_n . θ représente le diamètre angulaire de S et $d\theta$ la séparation angulaire entre les sources ponctuelles. Le signal interférométrique est la somme incohérente des systèmes de franges créés par chaque source ponctuelle s_n . Tiré de [Ceus (2011)].

avec

$$A = \frac{r_0(500 \text{ nm})}{(500 \times 10^{-9})^{6/5}} \quad (14)$$

d'où

$$r_0(J) = A \times (1200 \times 10^{-9})^{6/5} = 29 \text{ cm}. \quad (15)$$

On remarque au passage que du point de vue de ce paramètre, travailler avec des télescopes de petit diamètre représente un avantage. En effet, le paramètre r_0 joue le rôle de la base, ou encore de l'écartement des trous d'Young, zone dans laquelle la turbulence atmosphérique va introduire un déplacement aléatoire d'une frange et ainsi brouiller le contraste des franges et conduire à une perte de cohérence.

En outre, $s = \frac{\lambda}{r_0(\lambda)} \propto \frac{\lambda}{\lambda^{6/5}} \propto \lambda^{-0,2}$. Donc le seeing est meilleur aux grandes longueurs d'onde, soit meilleur en bande H qu'en bande J.

3 Le projet OHANA

3.1 Présentation du projet et matériel

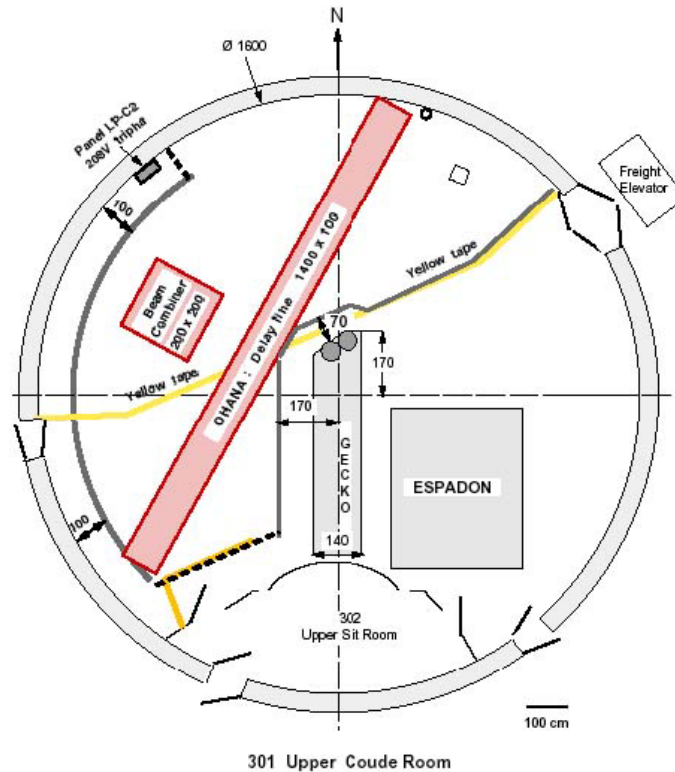


FIGURE 6 – Salle Coudé dans le pilier central du CFHT, qui contient la ligne à retard, le recombineur et la caméra CAID.

3.2 Le principe de base

Comme tout montage d'interférométrie stellaire, la liaison CFHT - Gemini est constituée de quelques éléments essentiels : une ligne à retard, un recombineur et une caméra de détection (CAID pour CAMéra Infrarouge D'acquisition). La spécificité tient au fait que le transport de la lumière entre les deux télescopes et la ligne à retard se fait à travers des fibres optiques monomodes. Cela nécessite, pour injecter les faisceaux provenant de l'optique adaptative de chaque télescope dans la fibre, d'utiliser des modules d'injection. Leur but est de focaliser un faisceau macroscopique pour lui permettre de rester dans le cœur de la fibre (diamètre de 5 à 10 microns).

3.3 Travail déjà réalisé

Le projet est entré dans sa phase II en 2005 avec l'obtention des premières franges sur le ciel, par fibres monomodes avec les deux télescopes du Keck [Perrin et al. (2006)].

En 2006, Aurélien Bocquet a travaillé sur la liaison CFHT-Gemini, on se referera à [Bocquet (2006)].

En 2007, Nicolas Clerc a établi un modèle de différence de chemin optique et a mis en place

le recombineur coaxial dont le but est de faire interférer les faisceaux en provenance des deux télescopes CFHT et Gemini. Le lecteur intéressé pourra se reporter à [Clerc (2007)]. En 2008, Benjamin Lenoir a calculé le vecteur de base entre le CFHT et Gemini. Il s'agit du vecteur joignant le centre du miroir primaire de chacun des télescopes, on pourra consulter [Lenoir (2008)] pour de plus amples informations. En 2009, Georges Zahariade et Flora Bouchacourt [Georges Zahariade (2009)] ont construit le premier module d'injection et l'ont testé sur le premier IKI, mis au point par Marc Baril, des détails sont donnés dans [Baril (2010)]. En 2010, Yue Dong [Dong (2010)] a contribué à l'obtention des premières franges sur OHANA IKI.

4 Montage

Tout montage d'interférométrie stellaire comporte des éléments essentiels au niveau de la liaison entre les différents télescopes. Il s'agit de la ligne à retard, du recombineur et d'une caméra d'acquisition (CAID - CA Méra Infrarouge D'acquisition). La spécificité de la liaison OHANA tient au fait que la lumière voyage au sein de fibres monomodes, ce qui nécessite de focaliser le faisceau macroscopique pour lui permettre d'entrer dans le cœur de la fibre (une dizaine de microns). Ceci se fait grâce à un module d'injection. L'agencement de ces différents composants est schématisé sur la figure 7 pour le cas de la liaison Gemini-CFHT. Pour l'instant, on en est au stade de la liaison de test entre les deux Iki, sans optique adaptative.

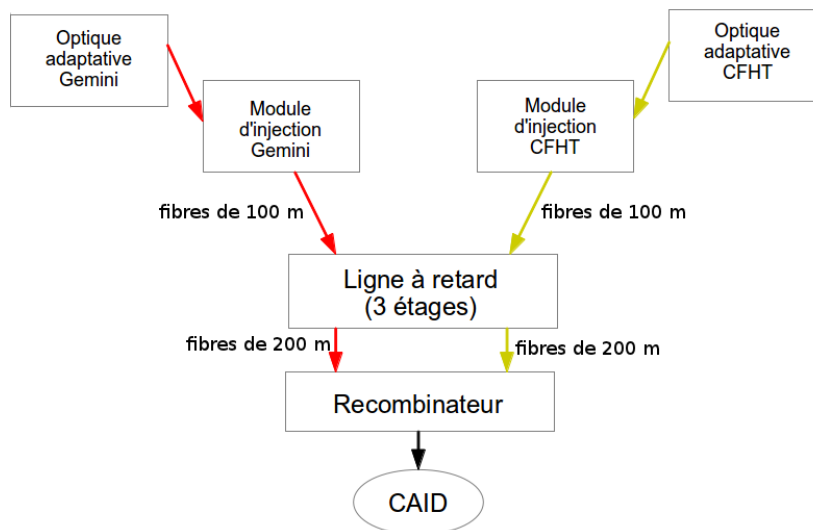


FIGURE 7 – La liaison Gemini-CFHT. Tous les éléments à partir de la ligne à retard sont situés dans la salle Coudé du CFHT.

La photo 8 montre le montage utilisé pour la phase de tests de tout le matériel avant de passer aux bases de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de mètres.



FIGURE 8 – Les deux Ikis (télescopes de 8 pouces) et leur module informatique. Phase de mise en station des télescopes.

4.1 Le module d'injection

Le premier module d'injection des télescopes Ikis, construit et testé sur le ciel par Flora Bouchacourt et George Zahariade [Georges Zahariade (2009)] et schématisé sur les figures 9, 10, 11 et 12, se compose des éléments suivants :

- le miroir tip-tilt, qui corrige les effets de l'atmosphère ;
- la caméra de guidage ;
- un cube séparateur, qui envoie une partie du flux sur la caméra pour le contrôle du miroir tip-tilt, tandis que l'autre est injectée dans la fibre ;
- une lentille, réductrice de focale, qui se translate en x-y pour régler l'alignement ;
- un support pour la fibre, qui se translate en z pour modifier la distance entre la lentille et la fibre ;
- une plaque de translation selon z motorisée, qui soutient à la fois le support de la lentille et celui de la fibre, et qui permet donc de modifier la distance entre le cube séparateur et le système {lentille + fibre}.

4.2 Ligne à retard à trois étages

La ligne à retard a pour but d'induire une différence de marche entre les faisceaux issus des deux télescopes de manière à compenser le terme dû à la base (en $\vec{S} \cdot \vec{B}$) et ainsi centrer le paquet de franges sur le détecteur. Dans le cas de la liaison Gemini-CFHT, elle permet également de compenser le retard interne constant lié au fait que les deux télescopes ne sont pas identiques et que la ligne à retard n'est pas située à mi-distance entre les deux télescopes.

Compte tenu de la difficulté de satisfaire à la fois le besoin d'égalisation de la différence de marche sur de grandes longueurs et le suivi précis des franges, la ligne à retard OHANA comporte trois étages :

- le chariot central égalise de façon grossière la différence de marche. Sa course est d'environ 12 m. Supportant 4 dièdres, il génère ainsi une variation de retard maximale

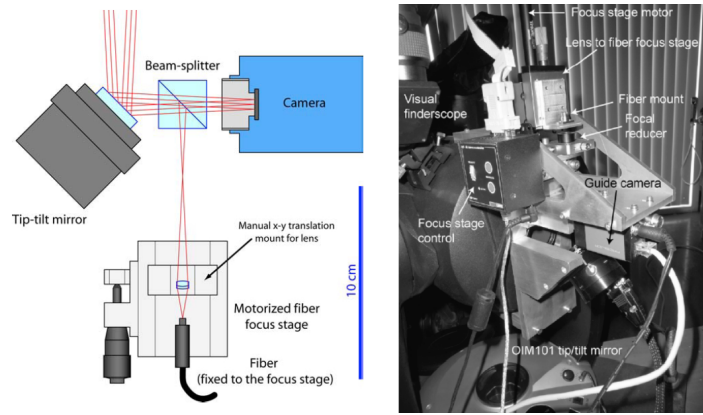


FIGURE 9 – Principe du module d’injection, tiré de [Georges Zahariade (2009)].

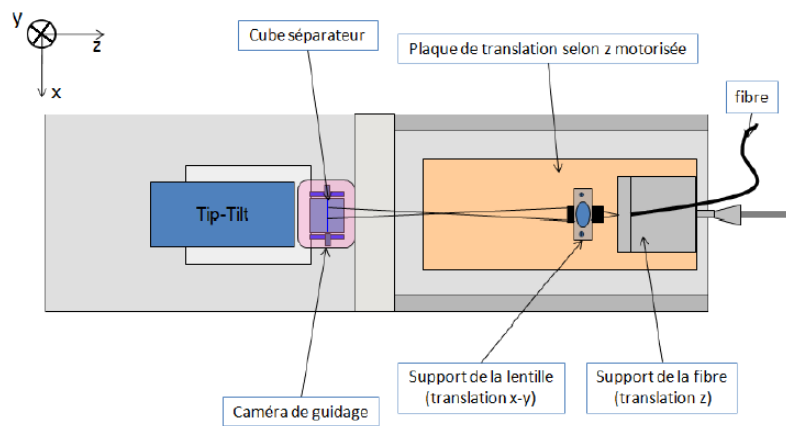


FIGURE 10 – Vue du dessus du module d’injection.

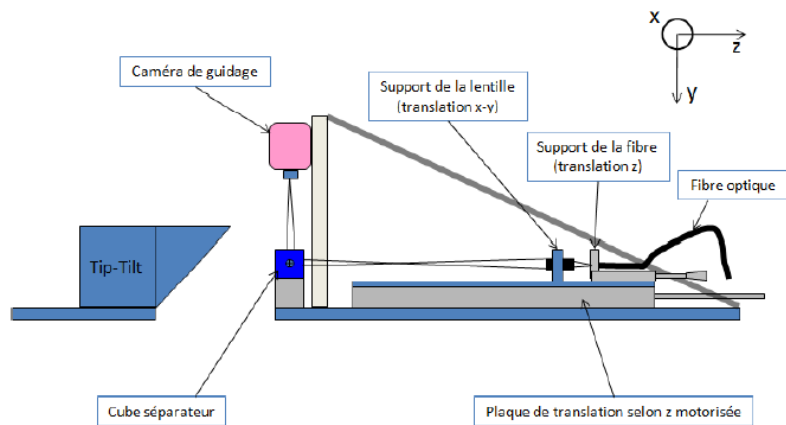


FIGURE 11 – Vue de côté du module d’injection.

de 96 m (2 bras de 48 m). Ces 4 dièdres sont placés sur une plaque pouvant pivoter selon un axe horizontal perpendiculaire aux rails (à l’aide d’un moteur, le θ_x), qui permet de maintenir les faisceaux horizontaux, malgré le défaut de planéité des longs rails métalliques.

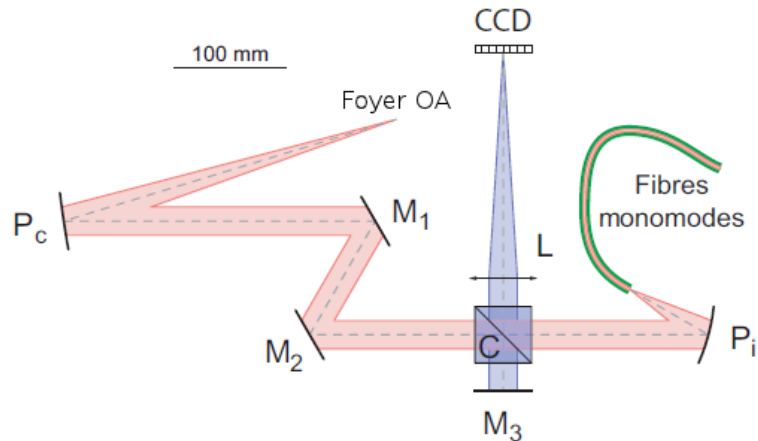


FIGURE 12 – P_c : parabole de collimation - P_i : parabole d'injection - M_1 - M_2 : périscope - M_2 : miroir de champ - C : cube séparateur - L : lunette auto-collimatrice - CCD : détecteur visible - M_0 : miroir de repli.

Il s'agit de la ligne rapide : pour pointer l'objet céleste et ramener les franges sur le détecteur en compensant la différence de marche induite par la position de l'objet (qui ne se trouve pas forcément au zénith).

- le chariot Aerotech maintient la position de différence de marche nulle fixe au cours du temps dans l'interféromètre. Il doit être précis en position et en vitesse. La lumière y est réfléchié par un dièdre traduisant ainsi la course maximale de 1 m en un retard maximal de 2 m. Il s'agit de la ligne lente : compensation de la différence de marche croissante due à la rotation de la Terre (pour empêcher que les franges défilent sur le détecteur jusqu'à en sortir).

Son but est donc de faire apparaître les franges sur le détecteur et de les y figer.

- le fast scan (balayage rapide) constitué d'un miroir plan monté sur une céramique piezo-électrique, permet de faire varier linéairement la différence de marche nulle pour « dessiner » le paquet de franges.

Des mises au point ont été apportées en 2009 par Guy Perrin et Pierre Fédou, de l'observatoire de Meudon.

4.3 Le recombineur

Le recombineur multicoaxial a pour but de faire interférer les faisceaux en provenance des télescopes Gemini et CFHT. Je reprends ici les concepts développés dans [Woillez (2003)], expliquant le fonctionnement du recombineur OHANA.

4.3.1 Fibres optiques

L'utilisation de fibres optiques lors de mesures de visibilité sur un interféromètre classique permet de contrer les difficultés suivantes :

- transmissions photométriques différentes dans les deux voies de l'interféromètre ;
- modification différentielle de l'état de polarisation des deux faisceaux ;
- qualité imparfaite des optiques de transfert ;
- turbulence atmosphérique.

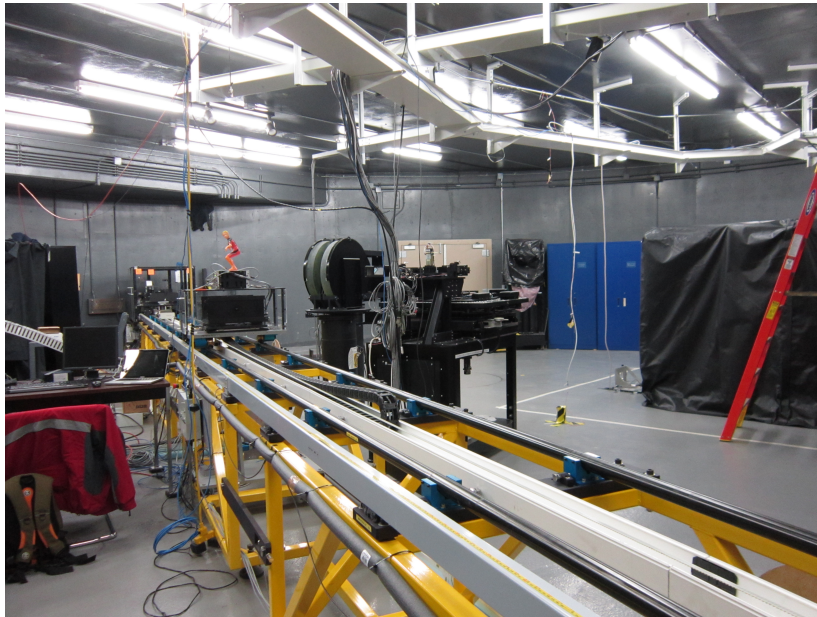
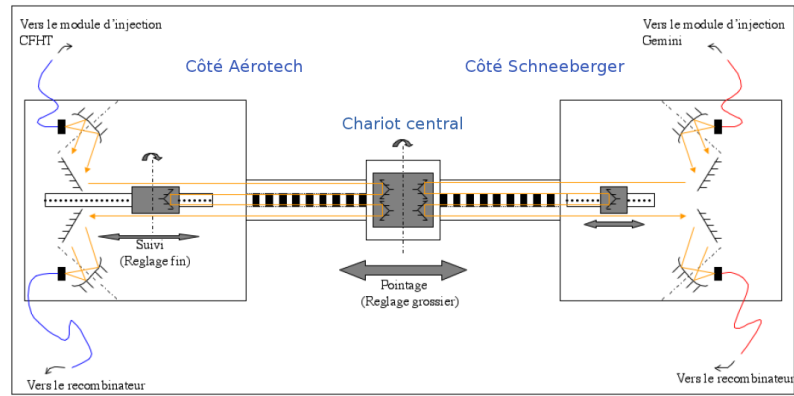
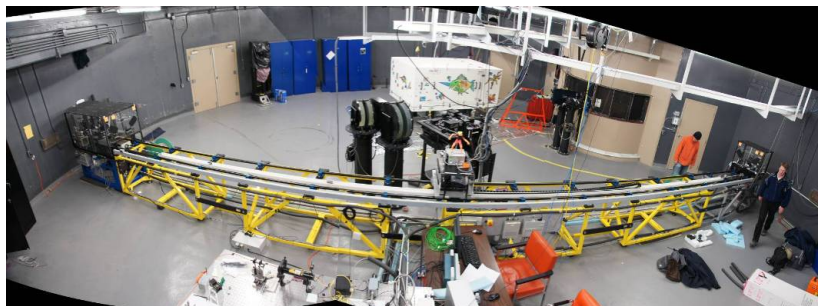


FIGURE 13 – Salle Coudé dans le pilier central du CFHT, qui contient la ligne à retard et le recombineur. À la sortie des télescopes, les faisceaux sont transportés par fibres optiques monomodes depuis les modules d'injection jusqu'à la ligne à retard. Les deux têtes de fibres sont alors placées dans le plan focal de deux miroirs paraboliques, destinés à collimater les faisceaux situés de part et d'autre de la ligne à retard. Après des réflexions sur des miroirs plans permettant d'aligner les faisceaux avec l'axe de la ligne à retard, ceux-ci parcourent chacun deux aller-retours jusqu'au chariot central doté de quatre dièdres, pour enfin être injectés dans des fibres monomodes reliées au recombineur.



Les fibres optiques monomodes permettent de s'affranchir des modes de la turbulence. Un interféromètre sans fibres optiques monomodes mais avec des petites pupilles ferait aussi bien, mais ne permettrait pas d'atteindre des magnitudes élevées.

4.3.2 Fibres optiques monomodes

Les fibres monomodes diffèrent des fibres optiques classiques (multimodes) principalement par le rayon du cœur a . De l'ordre de grandeur de la longueur d'onde pour les monomodes, il est beaucoup plus grand pour les fibres classiques.

Sans entrer dans les détails de la théorie des guides d'ondes monomodes, approfondie en annexe, le nombre de modes dépend d'un paramètre appelé fréquence normalisée

$$V = \frac{2\pi a \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2}}{\lambda} = \frac{2\pi a ON}{\lambda}, \quad (16)$$

avec ON l'ouverture numérique de la fibre³.

Si $V < 2.405$, un seul mode se propage, ce qui définit une longueur d'onde de coupure au-delà de laquelle la fibre est monomode :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a ON}{2,405}. \quad (17)$$

La fibre monomode transporte deux champs correspondants à deux états de polarisation du champ électrique associé.

Les propriétés de ces fibres sont les suivantes :

- le front d'onde propagé est plan : toute onde injectée est filtrée spatialement de manière idéale ;
- le profil du champ est gaussien et diverge en sortie de fibre ;
- les deux polarisations se propagent à peu près à la même vitesse (en pratique, une correction peut être nécessaire).

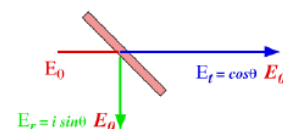
4.3.3 Théorie du recombineur multicoaxial

La figure 14 donne un schéma de principe du recombineur. Il comprend une première recombinaison coaxiale (coupleur en X), puis une recombinaison multiaxiale de type « trous d'Young », avec une base variable d . Un objectif focalise les faisceaux et les fait se rencontrer en un point de lecture de la caméra.

La première recombinaison est coaxiale et agit de la même façon qu'une lame séparatrice⁴ (coefficients T et R) tout en introduisant un déphasage de $\pi/2$: c'est le coupleur en X. On introduit ensuite un retard interne au recombineur τ' dans la voie BA.

3. L'ouverture numérique d'une fibre optique caractérise son cône d'acceptance : si un rayon lumineux tente de pénétrer la fibre en provenant de ce cône, alors le rayon sera guidé par réflexion totale interne ; dans le cas contraire, le rayon ne sera pas guidé, il sera dissipé en ondes évanescentes dans la gaine.

4. C'est une lame semi-réfléchissante sans perte qui transmet une fraction du champ et en réfléchit la fraction complémentaire, en déphasant la composante réfléchie de $\pi/2$. En posant θ l'angle de mélange, le facteur de transmission est $T = \cos^2\theta$, le facteur de réflexion est $R = 1 - T = \sin^2\theta$.



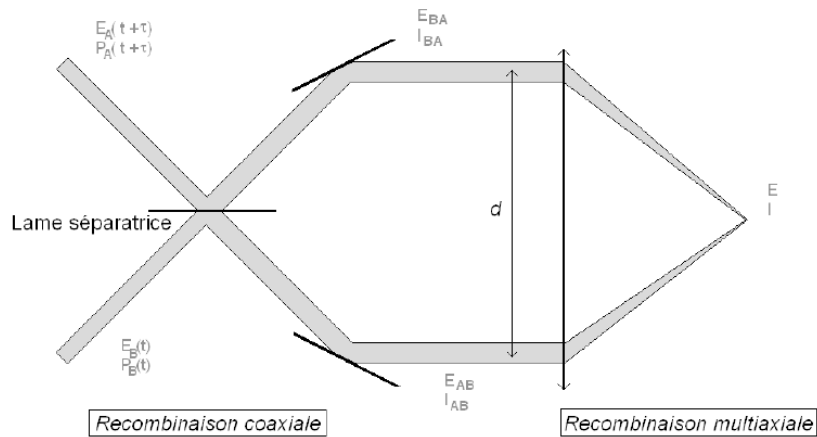


FIGURE 14 – Schéma de principe du recombineur. τ est la modulation temporelle du signal dans la voie A. Le coupleur en X agit comme une séparatrice dont la transmission serait $\cos(\kappa z)$ et de réflexion $i \sin(\kappa z)$, avec κ coefficient de couplage correspondant. Les 3 biprismes sont montés sur une roue de manière à ce qu'un seul à la fois ne se trouve sur le trajet de la lumière, sélectionnant ainsi une gamme de longueur d'onde. Le prisme de Wollaston est monté en permanence pour la séparation des polarisations.

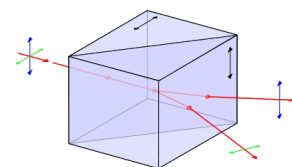
4.3.4 Version envisagée du recombineur

Le schéma 15 donne un aperçu de la version originale du recombineur. Ce dispositif était assez ambitieux mais très original. Il comprenait les éléments suivants dans le sens de propagation de la lumière :

- Un coupleur monomode en X pour chaque paire de fibres correspondant à une bande spectrale donnée : J, H et K. Chacune de ces paires comporte la fibre venant de Gemini et la fibre venant du CFHT après passage par la ligne à retard ;
- Deux platines porte-fibres pour chacune des deux entrées interféromériques du recombineur, chacune constituée comme suit :
 - la fibre optique émettant un faisceau divergent d'ouverture faible ;
 - une parabole hors-axe collimatant le faisceau, d'orientation réglable par vis micrométriques ;
 - une motorisation XYZ pour positionner la fibre au foyer de la parabole ;
 - une motorisation XZ (pour l'un) ou Y (pour l'autre) permettant de bouger l'ensemble ;
 - un obturateur afin de bloquer ou non le passage de la lumière.
- Un jeu de miroirs croisés, simplement constitué de deux miroirs plans permettant d'orienter les deux rayons collimatés dans la même direction ;
- Une série de biprismes J, H et K et d'un biprisme Wollaston⁵ (polarimètre), permettant

5.

Le prisme de Wollaston transforme un faisceau de lumière non polarisée en deux faisceaux de directions différentes, et de polarisations linéaires orthogonales entre elles. C'est donc un polariseur. Il est constitué de deux prismes de calcite ou de quartz accolés, dont les axes optiques sont orthogonaux entre eux. L'écart angulaire entre les deux faisceaux sortants est déterminé par l'angle au sommet des prismes et par la longueur d'onde de la lumière. Dans le commerce, cette divergence va de quelques minutes d'angle à 45° environ.



une dispersion spectrale (ou de polarisation) de la lumière dans la direction spatiale non utilisée pour la modulation spatiale. En fonctionnement normal, un seul prisme spectral à la fois et éventuellement le Wollaston sont en position. Ce dispositif confère à l'instrument le statut de spectro-interféro-polarimètre ;

- Un miroir cylindrique vertical agissant comme un objectif dans la direction de la base interne, avec une focale longue pour permettre un bon échantillonnage des franges d'interférences par la caméra.
- Un miroir cylindrique horizontal à focale courte compressant la tache image dans un seul pixel de la caméra ;
- Un miroir plan orientable motorisé en (θ, ϕ) renvoyant le faisceau sur la caméra ;
- Une caméra infrarouge répondant au nom de « CAID ».

Pour les Ikis, il n'y avait clairement pas assez de flux pour ce dispositif, mais dans la perspective CFHT-Gemini, il serait important de le remettre en œuvre.

La partie multiaxiale a été supprimée et on n'utilise pas les biprismes, ceci pour éviter la dispersion, qui viendrait ajouter au fait que nous sommes déjà limités en flux. Les miroirs cylindriques ont donc été remplacés par une simple lentille (cf. [Dong (2010)]), et on a un recombineur mono-axial avec 4 sorties interférométriques (2 polarisations \times 2 phases).

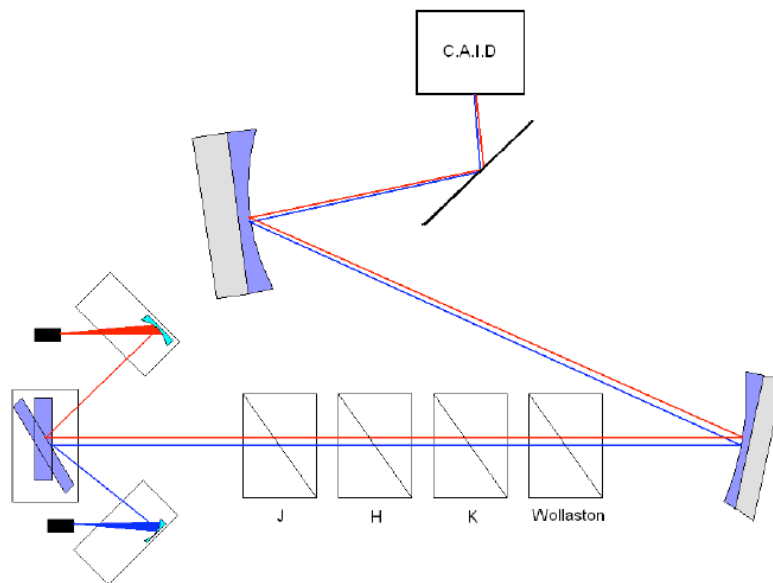


FIGURE 15 – Schéma de principe du recombineur dans la configuration originale pour OHANA. Chacune des deux entrées sur le schéma correspond aux deux sorties du coupleur en X qui combine de manière coaxiale la fibre de Gemini et la fibre du CFHT.

4.4 CAID

CAID est une caméra infrarouge dédiée à OHANA. C'est une caméra de type NICMOS (Near Infrared Camera Multi-Object Spectrograph). Elle possède 3 filtres correspondant aux bandes J, H et K. Contrairement à un capteur CCD, les pixels d'un capteur infrarouge sont adressés un à un, ce qui permet de lire chaque pixel indépendamment des autres. La charge est lue directement sur le multiplexeur sans transfert de charges et le bruit de fond est

éliminé en soustrayant les images successives les unes aux autres, il croît comme la racine du nombre de lectures.

4.5 Résultats types

La figure 16 est une simulation de données réalisée par Damien Ceus [Ceus (2011)]. Elle met en évidence les informations extraites de la visibilité et de la phase, connues à partir de l'observation de franges. On calcule alors par transformée de Fourier inverse de la visibilité la distribution angulaire en intensité $O(\theta)$.

Une étoile non résolue apparaît ponctuelle, sa distribution est un Dirac et sa visibilité est donc une constante, égale à 1 ($TF(\delta) = cste$). Pour une étoile ponctuelle, la longueur de base n'a donc pas d'importance.

Dans le cas d'une étoile binaire en revanche, la visibilité varie en fonction de la base. Il faut donc acquérir différents points de mesure avec différentes longueurs de base. Si la binaire est équilibrée, les minima sont nuls.

Pour une binaire déséquilibrée, la phase nous renseigne sur la symétrie de la source. Les deux dernières simulations montrent que la visibilité est la même mais que la phase subit une symétrie nous renseignant sur la symétrie de la source.

L'amplitude de la courbe de visibilité donne le rapport de luminosité entre les deux étoiles binaires et la fréquence correspond à la séparation angulaire.

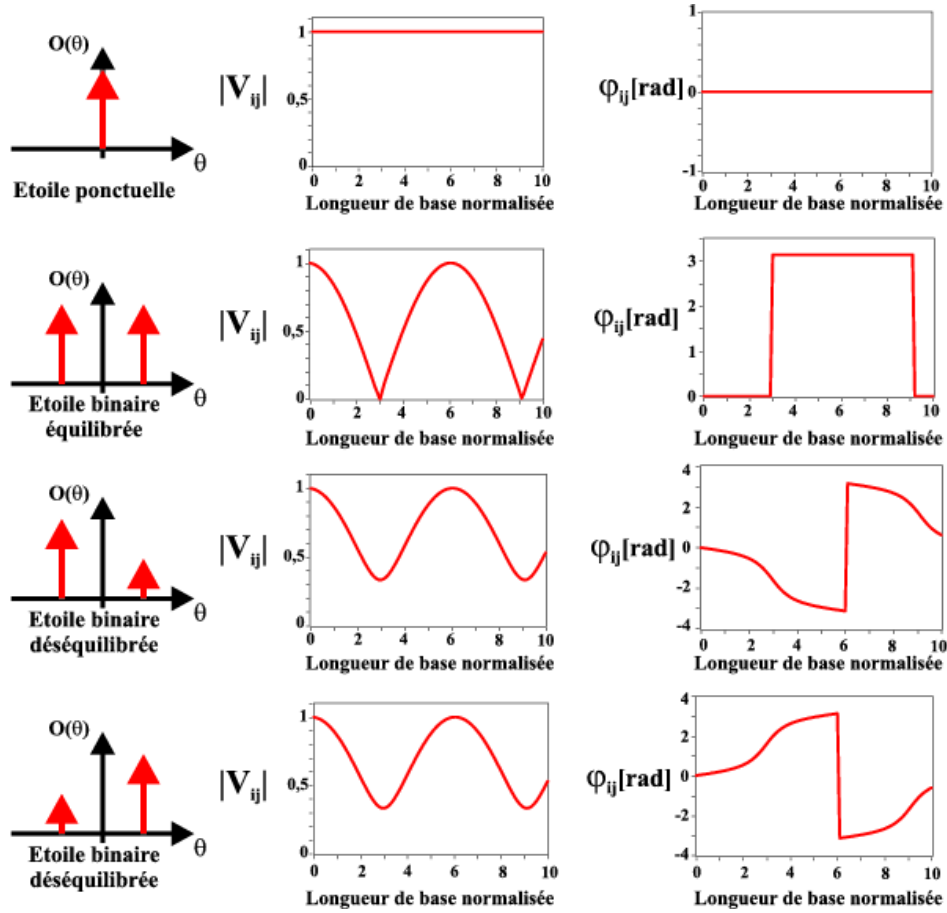


FIGURE 16 – Données simulées en laboratoire, représentant la distribution angulaire en intensité $O(\theta)$ de différentes sources optiques. Pour chaque distribution angulaire en intensité $O(\theta)$, les modules $|V_{ij}|$ et les termes de phases spectrales ϕ_{ij} sont tracés en fonction de la longueur de base normalisée d'un réseau de deux télescopes (dans la réalité, il faudrait trois télescopes, mais dans les conditions de laboratoire, la turbulence atmosphérique n'a pas été simulée, et donc la clôture de phase est inutile). Tiré de [Ceus (2011)].

5 Obtention de franges

Principe

L'observation de franges nous donne une courbe de contraste pour chaque configuration, c'est-à-dire, une mesure du contraste par base. (Le terme de phase n'est pas accessible avec seulement deux télescopes car on ne peut pas faire la clôture de phase). Il faut effectuer plusieurs mesures de ce types, et donc plusieurs bases (et/ou utiliser la supersynthèse⁶) pour obtenir une mesure de visibilité. En effet, un point sur la courbe de visibilité correspond à une courbe entière de contraste. La relation est donnée par

$$V_{ij} = C_{ij} e^{j\phi_{ij}}. \quad (18)$$

À la condition que les mesures soient bien échantillonnées, on obtient une courbe de visibilité qui, par transformée de Fourier inverse, nous fournit la distribution angulaire en intensité. Ce

6. La technique de la supersynthèse est une conséquence de la rotation de la Terre, qui permet d'obtenir différentes bases sans déplacer physiquement les télescopes. On obtient donc une plus large couverture du plan (u, v) , avec des fréquences spatiales qui suivent des trajectoires d'arcs d'ellipses.

processus est illustré sur le schéma 30.

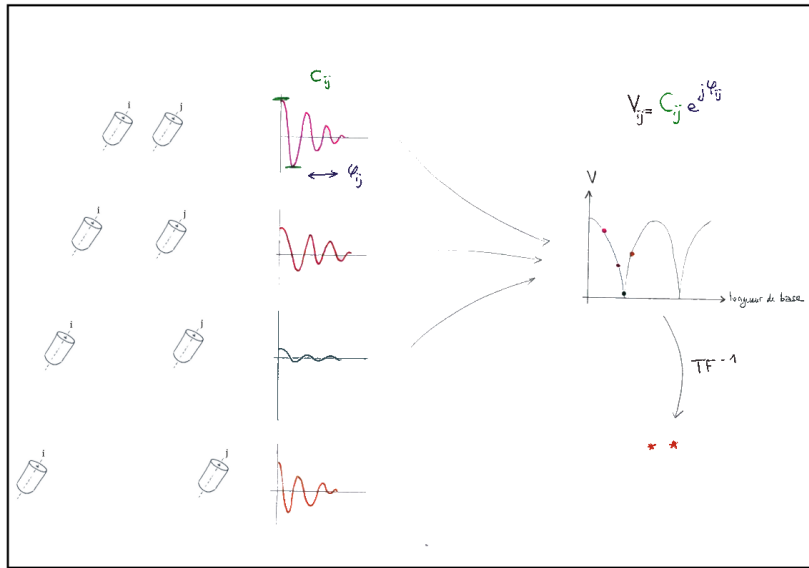


FIGURE 17 – Le contraste est donné par la différence des intensités extrêmes tandis que la phase est contenue dans la position du paquet de franges.

Dès lors que l'on commence à résoudre l'objet, le contraste des franges tombe à zéro, et par suite, la fonction de visibilité aussi. Dans ce cas, la base est liée à la taille de l'étoile par la relation

$$\theta = \frac{\lambda}{b} \quad (19)$$

où θ est le diamètre angulaire de la source, en radians, λ la longueur d'onde à laquelle elle émet et b la base, c'est-à-dire la distance entre les télescopes. Cette relation est représentée sur la figure 19 et un zoom sur la partie utile est fourni par la figure 20.

C'est de cette manière que Michelson a mesuré pour la première fois le diamètre de Bételgeuse en 1920, en déplaçant les miroirs du persicope sur une poutre devant le télescope jusqu'à ce que les franges disparaissent, c'est-à-dire que le contraste tombe à zéro.

On doit donc adapter notre base à l'étoile concernée. Plus la base est petite, plus le contraste est élevé et moins l'objet est résolu. L'intérêt est de connaître la fonction de visibilité et, par TF inverse de remonter à la distribution angulaire d'intensité.

Cependant, les contraintes techniques nous imposent une certaine gamme de bases physiquement réalisables, et donc de diamètres angulaires. Concrètement, on se limite à des bases d'au plus 15 m, ce qui correspond selon la formule 19 à un diamètre apparent de 21 mas (milliarcsecondes). On est bien évidemment tributaires d'une limite inférieure qui correspond au volume propre des deux télescopes, d'environ 1 m, qui se traduit par un diamètre apparent de 309 mas.

Ainsi, une étoile trop grosse nécessitera une base trop petite et sera toujours résolue par notre dispositif, tandis qu'une étoile trop petite nécessiterait une base non réalisable de manière suffisamment précise à l'échelle de nos travaux pour être intéressante.

Il faut en outre recevoir un flux suffisamment important de la source afin de détecter les franges. Les étoiles que nous avons retenues sont listées dans le tableau 3.

Notons enfin qu'il est possible de réduire la base d'un facteur 5 environ en supposant un modèle de disque uniforme, pour lequel on obtient une fonction de visibilité qui est une

fonction de Bessel. Il suffit alors de faire l'acquisition sur une partie seulement de la fonction de visibilité, puis d'extrapoler.

Systeme de pointage

Le système de pointage a pour but de compenser la différence de chemin optique introduite. On lui donne l'étoile observée, ce qui lui permet de connaître \vec{S} et la base (direction et longueur), ce qui lui permet de connaître \vec{B} . Cependant, dans la pratique, il est difficile de connaître exactement la direction et la longueur de la base, que l'on devrait mesurer au micromètre près pour être précis au niveau du paquet de franges. Un système de recherche en spirale de l'étoile a donc été développé par Julien Woillez.

On peut utiliser les composantes de $\Delta\vec{B}$ pour améliorer le modèle de pointage. En effet, une erreur sur la position des franges traduit un écart vertical sur la ligne de base, une erreur sur leur vitesse reflète un écart dans le plan perpendiculaire au vecteur \vec{S} . Enfin, une erreur sur l'accélération des franges traduit un écart sur l'azimut du télescope.

Cela est schématisé sur la figure 18 et se traduit mathématiquement par

$$\Delta_{opd} = |\vec{B}_z| \quad (20)$$

$$\frac{\partial\Delta_{opd}}{\partial t} = |\vec{B}_r| \cos\psi = (B' - B) \sin\theta \quad (21)$$

$$\frac{\partial^2\Delta_{opd}}{\partial^2 t} = |\vec{B}_r| \sin\psi = B \tan\Delta\theta \sin\phi \quad (22)$$

Une des évolutions possibles serait de mettre au point un système d'apprentissage qui permettrait au système de pointage de devenir de plus en plus efficace au fur et à mesure qu'on lui donne des informations.

Un modèle de changement de repères pour est donné en annexe.

TABLE 3 – Étoiles retenues

Étoile	Diamètre apparent (mas)	Base correspondante (m)
Antarès	48,7	6,4
Bételgeuse	55,7	5,6

Il faut aussi prendre en compte le fait que seules les étoiles circumpolaires sont visibles toute l'année. Ce n'est pas le cas de Bételgeuse par exemple, qui se couche trop tôt à partir de juin, et n'est donc plus exploitable.

Le graphe 21 donne les valeurs du diamètre apparent que l'on peut résoudre en fonction de la longueur d'onde, pour différentes valeurs de la base.

Calibration

La calibration est nécessaire afin de connaître le biais induits par l'instrument. On choisit

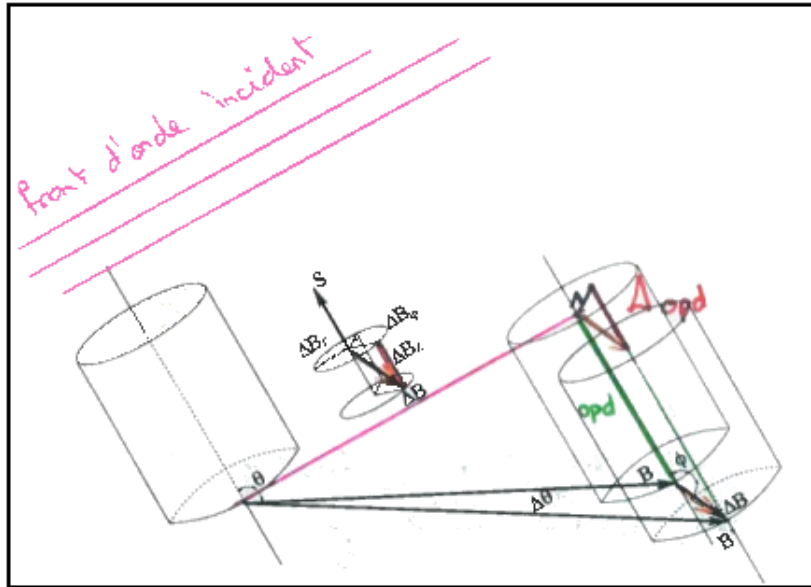


FIGURE 18 – Erreur de position de la ligne de base. Avec l’autorisation d’Olivier Lai.

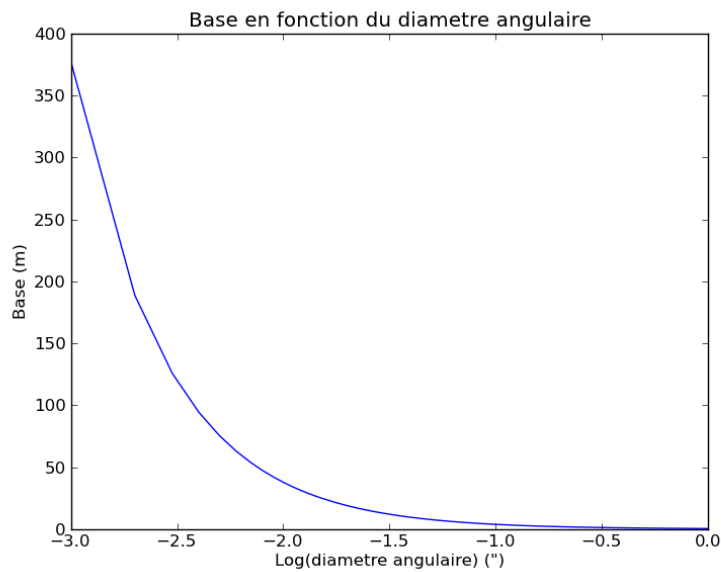


FIGURE 19 – La base augmente rapidement lorsque le diamètre angulaire de la source devient petit. Cependant, une base de 300 m est largement réalisable au niveau du projet final et permet de résoudre une étoile de diamètre apparent de 1 mas.

pour cela une base qui ne résoud pas l’étoile (suffisamment petite) de manière à connaître le contraste maximum. En effet, en théorie, une étoile non résolue fournit un contraste égal à 1 :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{1 - 0}{1 + 0} = 1. \quad (23)$$

où I est l’intensité lumineuse détectée.

Dans la pratique cependant, le contraste maximum est inférieur à 1, la calibration permet de

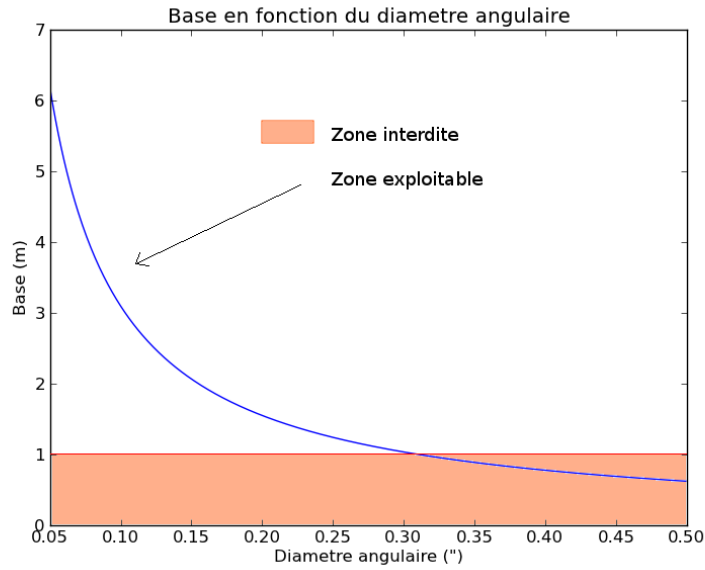


FIGURE 20 – Dans notre cas avec les Ikis, la base doit être comprise entre 1 et 15 m, la zone saumon est donc inutilisée. On a accès à des diamètres apparents compris entre environ 21 et 309 mas.

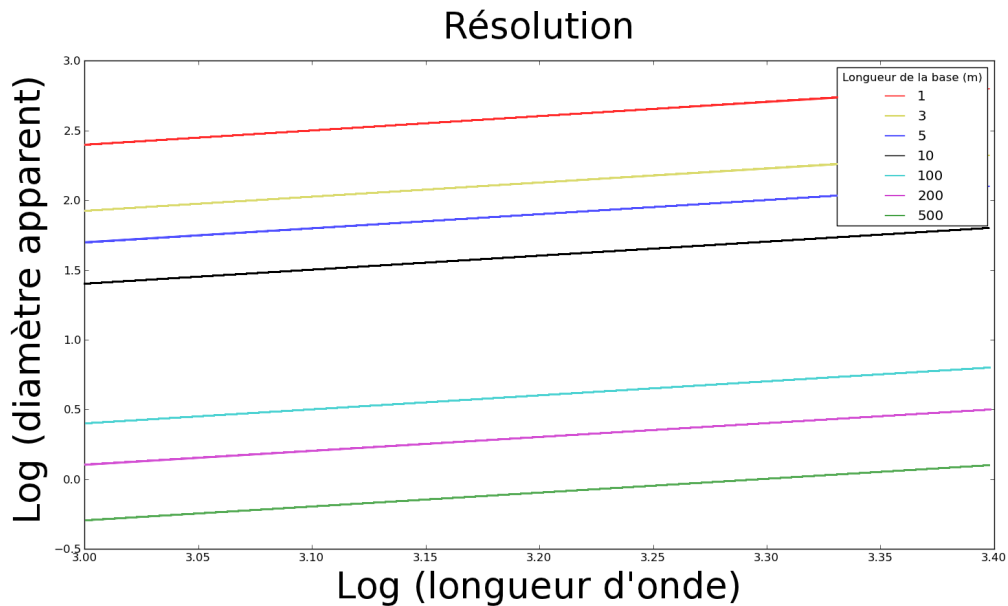


FIGURE 21 – Résolution fournie par OHANA dans les bandes J, H et K. (en échelle log).

connaître cette valeur et de passer ensuite aux mesures sur une étoile résolue.

Une source de calibration est une source astronomique utilisée pour contraindre un modèle de réponse instrumentale. Elle doit être choisie aussi non résolue que possible de manière à minimiser les erreurs systématiques de calibration dues à la connaissance limitée du diamètre apparent D et des grandes variations de la visibilité avec le diamètre dV/dD .

Procédure type

Plusieurs opérations sont nécessaires avant de pouvoir observer. On les réalise dans la journée de manière à être opérationnels dès la tombée de la nuit. Tout d'abord, il faut refroidir CAID, et ce le plus tôt possible car cela nécessite plusieurs heures. On utilise pour ce faire de l'azote liquide, qu'on envoie dans le contenant de CAID, maintenu dans le vide par une pompe à vide.

À l'aide d'une source blanche qui alimente un Mach-Zehnder (dispositif réel représenté sur la figure 22 et schématisé sur la figure 23), on recherche les franges en interne de manière à connaître la position de la différence de marche nulle. On déplace pour cela les éléments de la ligne à retard, puis à l'aide de raster scan, on vérifie si l'alignement est correct (le pixel le plus lumineux doit être centré).

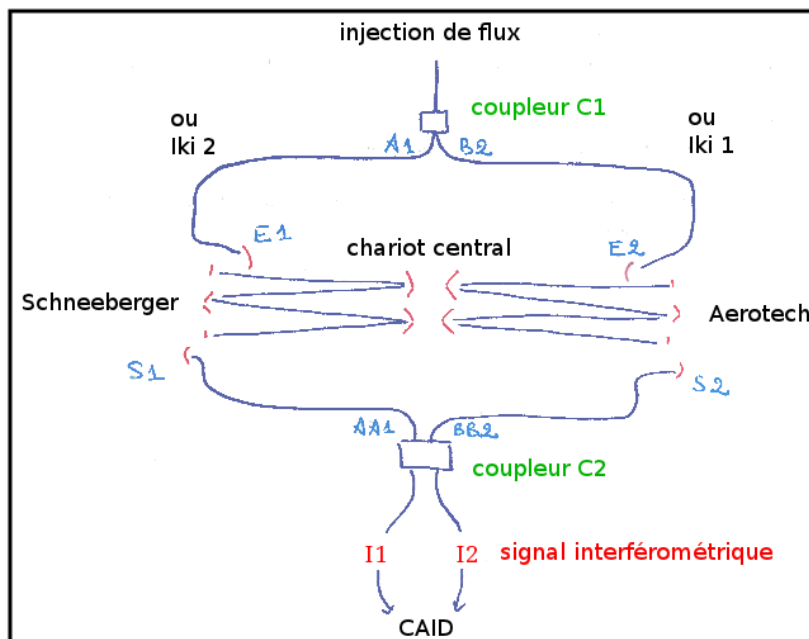


FIGURE 22 – La lumière est injectée dans la fibre et alimente un coupleur qui la divise en deux faisceaux, l'un allant vers le côté Schneeberger de la ligne à retard, l'autre vers le côté Aérotech au moyen de fibres optiques de 300 m. Les faisceaux font chacun 4 aller-retours au niveau de la ligne à retard, se réfléchissant sur des dièdres, alimentent à nouveau des fibres, et arrivent sur le deuxième coupleur. Le signal recombinaisonné fournit des franges d'interférence, détectées par la caméra CAID.

Ce montage constitue un dispositif Mach-Zehnder, équivalent à un Michelson, mais ici, les aberrations et les vibrations ne sont pas multipliées par deux, comme ce serait le cas en plaçant un coin de cube au niveau du chariot central, de manière à ce que la lumière fasse chemin inverse. Pour faire un Michelson, on ferait l'injection de flux dans un des bras du coupleur devant CAID (BB2 par exemple) et on utiliserait des coins de cube.

Obtention de franges dans la nuit du 11 juin 2012

Nous avons réussi à obtenir des franges d'interférences en bande H sur Antarès (magnitude en H $\sim -3,6$) et sur β Peg (magnitude en H ~ -2). Les supergéantes rouges ont plus de flux en H qu'en J. La longueur d'onde étant plus grande dans cette bande, le paramètre de Fried l'est aussi et le flux est moins sujet aux variations dues à l'atmosphère, donc plus facile à injecter dans la fibre. En d'autres termes, le seeing $s = \lambda/r_0$ est meilleur. Les perturbations sont moindres et l'image est plus stable.

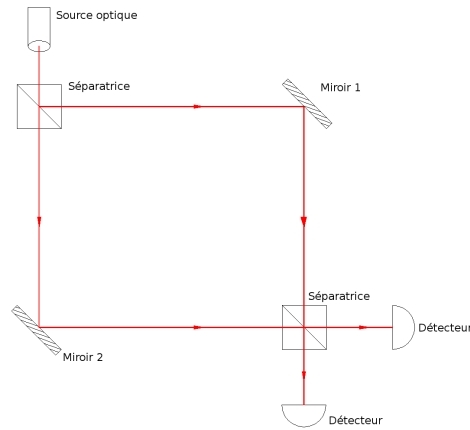


FIGURE 23 – Schéma correspondant au montage présenté sur la figure 22. La première séparatrice divise le faisceau incident en deux faisceaux de même intensité.

Les vibrations sont également réduites, d'un point de vue relatif. Un problème subsiste quant à la dispersion chromatique en bande H et nous devons déterminer si cela provient des fibres ou du télescope.

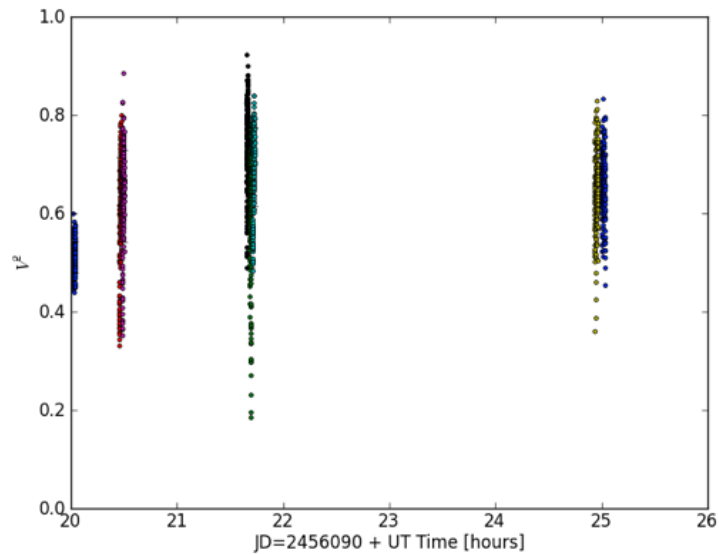


FIGURE 24 – Réduction de données avec pour seule correction le déséquilibre photométrique (déficit de flux dans une voie par rapport à l'autre, dû à la chaîne de transmission). Les balayages de franges étaient un peu courts par rapport à la dispersion, d'où les dérives de V^2 lorsque les paquets quittent la fenêtre. De 20h à 22h, nous observions Antares, vers 25h, (β Peg). Avec l'autorisation de Julien Woillez.

5.1 Résultats

Mesures de transmission

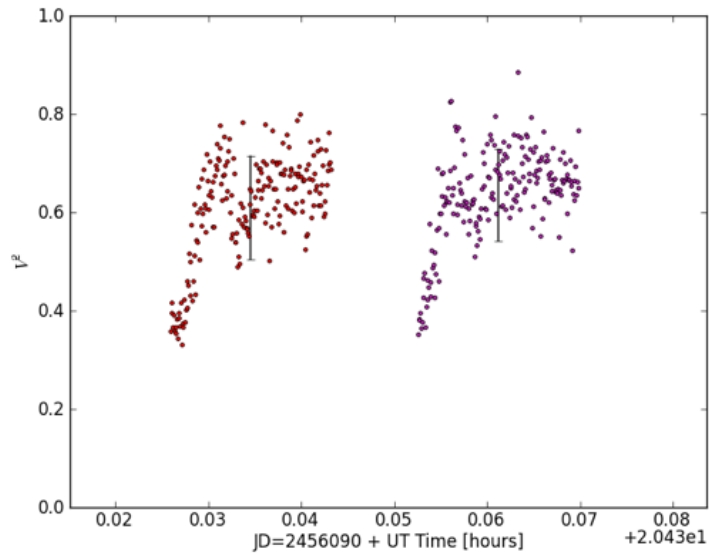


FIGURE 25 – Zoom sur les mesures pour Antarès. Avec l’autorisation de Julien Woillez.

TABLE 4 – Mesure de transmission en bande H, sur l’ensemble ligne à retard + fibre de 300 m (de la sortie du Iki jusqu’à la LaR, et de la Lar jusqu’au recombineur.

	Schneeberger	Aerotech
Fibres + LaR	22.89 %	45.78 %
LaR	30.00 %	46.26 %

d’après le tableau 4, les fibres ont donc une bonne transmission, la plupart des pertes provient de la ligne à retard.

TABLE 5 – Mesure du taux de partage du recombineur H 2×2 . Les entrées X et Y sont à 7.89 V.

	A (V)	B (V)	Sortie A+B (V)	Taux (%)
X	4.08	1.87	5.95	75.41
Y	2.31	4.23	6.54	82.83

Le taux de partage total est de 79.12 %, il est donc relativement bien équilibré.

Nous n’avons pas caractérisé la transmission des télescopes, mais nous savons qu’elle est très mauvaise. Le problème vient de la lame de Schmidt et du doublet achromatique.

6 Résultats

La principale contribution de mon stage a été l'obtention de franges en bande H sur Antarès et β Peg. Damien et moi avons en outre amélioré la maniabilité des Ikis.

Nous avons été confrontés à un problème de vibrations à 29 Hz, que l'on contourne en échantillonnant le signal à fréquence élevée. Cependant, travailler à haute fréquence fait perdre en niveau de flux optique, ce qui est limitant au vu de la taille de la surface collectrice. Bien que toujours d'actualité, nous sommes parvenus à réduire sensiblement les vibrations en resserant des boulons et en plaçant des étais sur la ligne à retard.

Il reste à trouver une solution aux problèmes de dispersion chromatique. Tout d'abord, il faut localiser la source. Dans l'hypothèse où cette dispersion vient des fibres, on pourrait utiliser un interféromètre afin de visualiser des franges d'interférences. Si on n'observait rien, on pourrait envisager la lame de Schmidt du télescope.

Les transmissions de la ligne à retard et du recombineur ont été mesurées.

Le problème du cimier qui a interrompu toute observation pendant 62 jours a fortement interféré sur la logistique de la mission.

Un papier est en cours de rédaction. Il reste encore à obtenir une mesure de visibilité, car nous n'avons pour l'instant qu'une mesure de contraste. D'autre part, il est possible que la dispersion chromatique (dont l'origine est à confirmer) empêche de faire une telle mesure, ou dans le meilleur des cas, la limite en sensibilité. Enfin, un run d'observation avec un objet « astro » et un calibrateur, couvrant le plus possible le plan UV sera nécessaire. 5 à 10 bases devraient suffir.

Notons enfin côté pratique que, bien que Damien et moi ayons amélioré la maniabilité des Ikis, il serait intéressant de créer un système facilitant leur déplacement et mise en position en vue de déplacer les bases de manière efficace au cours d'une nuit.

A Annexes

B Seeing et paramètre de Fried

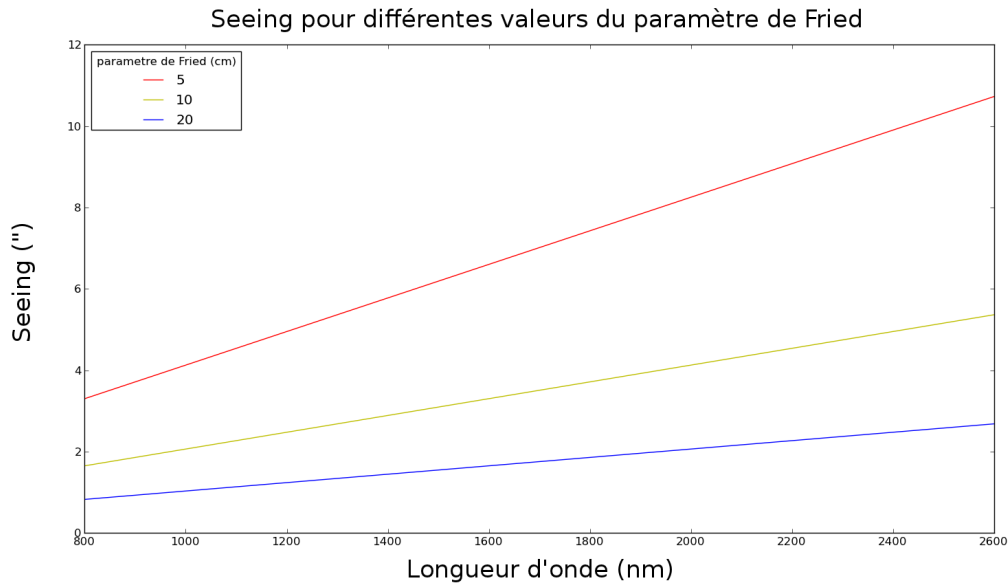


FIGURE 26 – Le seeing devient moins bon aux grandes longueurs d’onde et aux petites valeurs du paramètre de Fried.

C Fibres optiques

C.1 Fibres optiques multimodes

Les fibres multimodes ont pour caractéristique de transporter plusieurs modes (trajets lumineux). Du fait de la dispersion modale, on constate un étalement temporel du signal proportionnel à la longueur de la fibre. En conséquence, elles sont utilisées uniquement pour des bas débits ou de courtes distances. Elles sont caractérisées par un diamètre de cœur de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de micromètres.

C.2 Fibres optiques monomodes

Pour de plus longues distances et/ou de plus hauts débits, on utilise des fibres monomodes, qui sont technologiquement plus avancées car plus fines. Leur cœur très fin (diamètre de quelques micromètres) n’admet ainsi qu’un mode de propagation, le plus direct possible c’est-à-dire dans l’axe de la fibre. Les pertes sont donc minimales (moins de réflexion sur l’interface cœur/gaine). Une fibre monomode n’a pas de dispersion intermodale. En revanche, il existe un autre type de dispersion : la dispersion intramodale. Son origine est la largeur finie du train d’onde d’émission qui implique que l’onde n’est pas strictement monochromatique : toutes les longueurs d’onde ne se propagent pas à la même vitesse dans le guide ce qui induit un élargissement de l’impulsion dans la fibre optique. On l’appelle aussi dispersion chromatique.

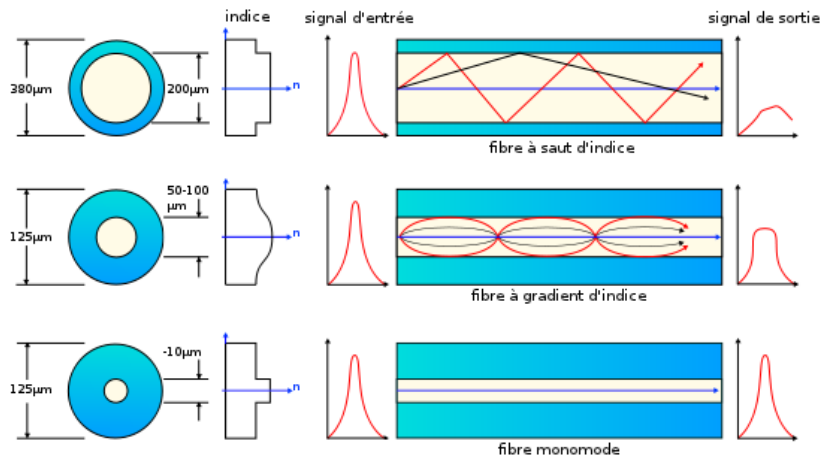


FIGURE 27 – Fibres multimodes et monomodes.

D Shear plate

Le « shear plate » (platine de cisaillement) est un interféromètre permettant de tester la collimation des faisceaux lumineux, particulièrement avec des sources laser qui ont une longueur de cohérence beaucoup plus grande que l'épaisseur du shear plate. De cette manière, les conditions d'interférence sont remplies.

Le dispositif de test consiste en un verre de haute qualité présentant des surfaces optiques extrêmement planes faisant un léger angle entre elles. Lorsqu'une onde plane arrive de façon incidente à 45° , elle est réfléchi deux fois. Les deux réflexions sont séparées latéralement du fait de l'épaisseur finie de la platine. On appelle cette séparation « shear », d'où le nom de l'instrument. Un faisceau parallèle incident présentant un front d'onde plan produit un réseau de franges linéaires dans la zone de recouvrement. L'espacement entre les franges vaut $d_f = \frac{\lambda}{2n\theta}$.

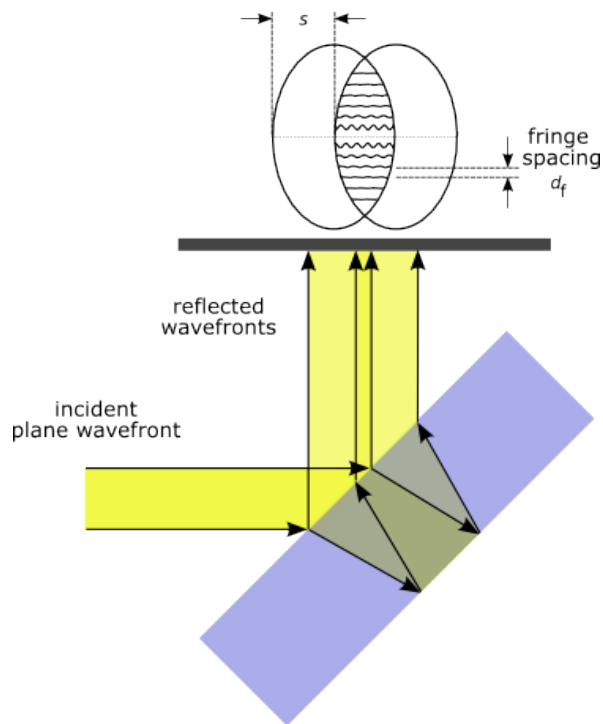
Les franges sont équidistantes et perpendiculaires aux bords de la platine. Dans la pratique, elles sont alignées à un curseur matérialisé sur la face de sortie du cube. L'orientation des franges varie (elles pivotent sur l'écran) quand le faisceau n'est pas parfaitement collimaté (et a donc un front d'onde courbé) mais diverge ou converge. En fonction du signe de cette courbure, la différence de chemin optique entre les deux fronts d'onde réfléchis est augmentée ou diminuée par rapport au cas de la collimation parfaite.

Le motif tourne et le rayon de courbure R du front d'onde peut être calculé :

$$R = \frac{s d_f}{\lambda \sin \gamma} \quad (24)$$

où s est la distance de cisaillement, d_f l'interfrange, λ la longueur d'onde et γ la déviation angulaire de l'alignement des franges par rapport à la collimation parfaite.

FIGURE 28 – À gauche : vue de côté du shear plate et motif d'interférences vu sur un écran. À droite : la collimation est réalisée lorsque les franges sont parallèles au repère sur chaque shear plate.



E Changement de repères

On note $\phi = 19^{\circ}49.6'$ la latitude du lieu, Ad l'ascension droite de l'objet, δ sa déclinaison, H son angle horaire et T le temps sidéral (angle horaire du point vernal). On a la relation : $H = T - Ad$.

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \cos\phi & 0 & -\sin\phi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\phi & 0 & \cos\phi \end{bmatrix}}_{R_\phi} \begin{bmatrix} x_H \\ y_H \\ z_H \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} x_H \\ y_H \\ z_H \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \cos T & \sin T & 0 \\ -\sin T & \cos T & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}}_{R_T} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} x_f \\ y_f \\ z_f \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \cos Ad & \sin Ad & 0 \\ -\sin Ad & \cos Ad & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}}_{R_{Ad}} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} x_t \\ y_t \\ z_t \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \cos\delta & 0 & -\sin\delta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\delta & 0 & \cos\delta \end{bmatrix}}_{R_\delta} \begin{bmatrix} x_f \\ y_f \\ z_f \end{bmatrix}$$

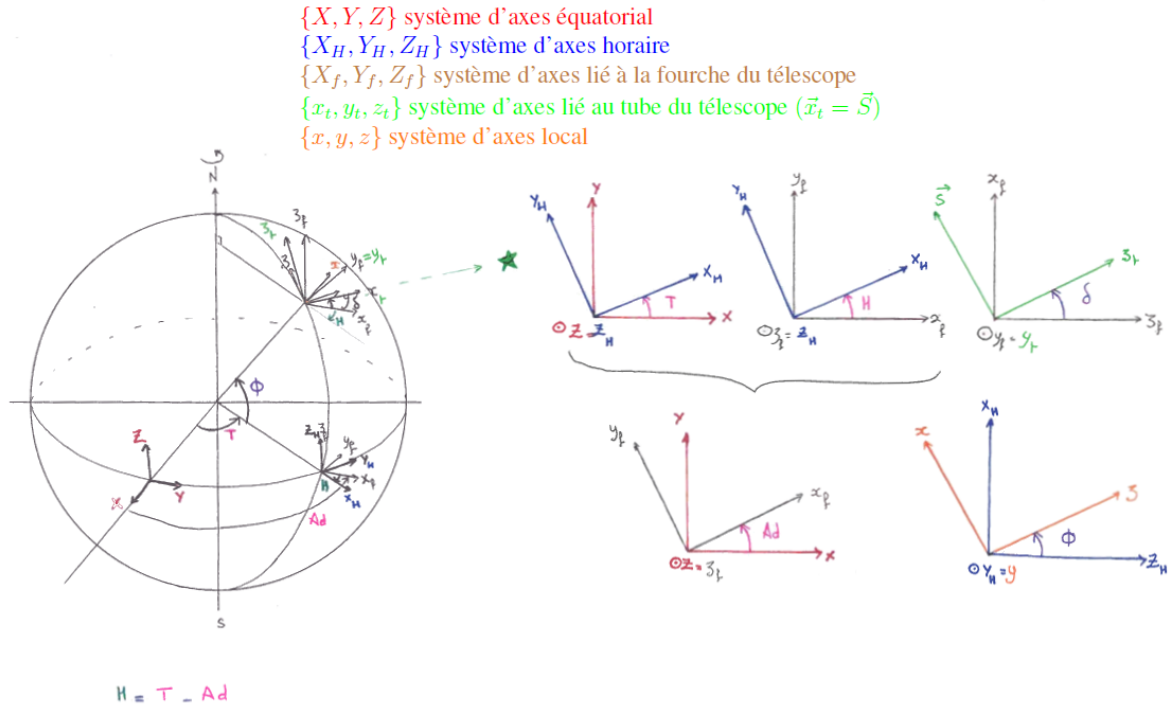


FIGURE 29 – Systèmes de coordonnées.

$$\begin{bmatrix} x_f \\ y_f \\ z_f \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} \cos H & -\sin H & 0 \\ \sin H & \cos H & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}}_{R_H} \begin{bmatrix} x_H \\ y_H \\ z_H \end{bmatrix}$$

On vérifie que $R_{Ad}R_T^{-1} = R_H$ et donc qu'on a bien la relation $H = T - Ad$.

F Alignement des Ikis

On définit le foyer du télescope comme le foyer d'entrée (dans le sens normal d'utilisation de la lumière), et le foyer au niveau de la fibre, celui de sortie, en ce sens que c'est le foyer en sortie du système optique. On utilise le chemin inverse de la lumière pour aligner l'optique : on éclaire en IR avec une fibre optique retro-injectée au foyer de sortie qui se trouve après la lentille sur le porte fibre. Il y a deux réglages à ce niveau :

- un réglage du foyer électrique, qui déplace l'ensemble {tête de fibre + lentille} et qui fait donc varier la position du foyer d'entrée ;
- un réglage du foyer manuel, qui règle la distance entre la tête de fibre et la lentille en jouant sur la position de la lentille, ce qui fait varier le grossissement, mais aussi la position du foyer d'entrée. Donc pour changer le grossissement mais garder la fibre focalisée, il faut jouer sur les deux simultanément. À la conception, l'idée était de fixer la distance fibre-lentille pour avoir le bon grossissement et n'avoir à faire que de l'électrique pour corriger des dérives ou de la chromaticité de la lentille.

Il y a un troisième foyer, celui du télescope, au niveau duquel est positionnée la caméra, ce dernier se règle via la molette du télescope. Il faut que le système {lentille + fibre} soit en

telle position pour que son foyer coïncide avec le foyer d'entrée du télescope, ce qui revient à jouer sur le foyer électrique pour que le foyer de sortie coïncide sur la tête de fibre.

Remarquons que :

- Le foyer d'entrée est le conjugué du foyer du télescope par rapport au miroir tip-tilt, donc un changement du foyer d'entrée entraîne un dérèglement par rapport au foyer du télescope.
- Un changement du foyer manuel de la fibre, donc du grossissement entraîne aussi un dérèglement du foyer d'entrée. Mais en le compensant avec le foyer électrique, on peut changer l'ouverture du faisceau, donc l'illumination de la pupille tout en restant bien focalisé (ce qui revient à avoir un faisceau collimaté en sortie).

La fibre de 300 m est le lieu de dispersion chromatique (les ondes de différentes longueurs d'ondes ne se propagent pas à la même vitesse). Cependant, ces fibres sont équilibrées en dispersion afin que les longueurs d'onde se superposent de manière parfaitement cohérente dans l'interférogramme.

Une fois la différence de marche nulle trouvée sur les fibres de 300 m et en supposant que cette quantité est négligeable dans les Ikis, on peut passer sur le ciel.

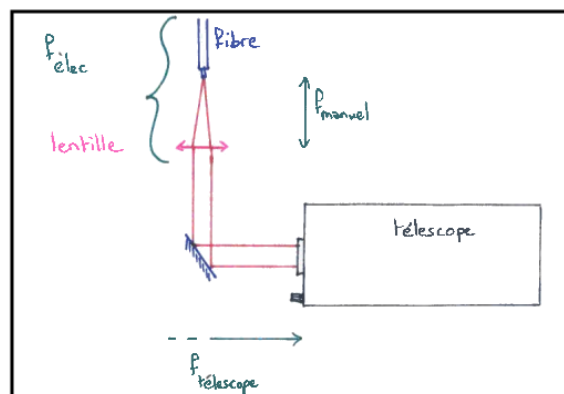


FIGURE 30 – Les trois foyers : le foyer électrique déplace l'ensemble {lentille + fibre}, le foyer manuel déplace la lentille, le foyer du télescope se règle via la molette.

La procédure à suivre est donc la suivante.

1. L'illumination de la pupille doit être traitée en premier lieu, puisque de ce réglage dépendent les positions de tous les foyers. Le miroir primaire doit être illuminé dans sa totalité. On fait varier la position du foyer d'entrée (manuellement), ce qui modifie l'ouverture du faisceau.
2. En utilisant le shear plate, on fait la collimation du télescope (en jouant sur la molette qui règle la position du foyer), c'est-à-dire qu'on cherche à obtenir un faisceau parallèle.
Le problème à ce stade est qu'il y a une dégénérescence des foyers entre celui qui est contrôlé par la molette du télescope et le foyer électrique : on peut avoir un faisceau collimaté (avec le shear plate) pour tout un couple de valeurs de ces deux foyers.
3. On utilise alors le coin de cube pour fixer le foyer du télescope (à l'aide de la molette) afin que le faisceau soit à la fois collimaté et focalisé sur la caméra de guidage, car c'est elle qui définit la référence du plan focal.

4. Une fois que ce réglage est effectué, on retourne sur le point 2, on cherche à obtenir un faisceau collimaté, mais cette fois-ci sans utiliser la molette (puisque l'on sait maintenant que la partie télescope est bien focalisée), mais le foyer électrique, ce qui revient à superposer le foyer de la fibre retro-injectée avec le foyer du télescope.

Ensuite on inverse les rôles entre les télescopes, en utilisant l'un pour régler l'autre. On travaille à 1064 nm car la caméra est encore sensible et la lentille a des caractéristiques proches de celles à $1,55\ \mu\text{m}$.

Références

- Baril, M. (2010, October). 'OHANA-Iki : A test-bed for the 'OHANA beam combiner and delay line at CFHT.
- Bocquet, A. (2006). Le projet OHANA au CFHT.
- Ceus, D. (2011, October). Interféromètre à conversion de fréquence pour l'imagerie à haute résolution angulaire : validation de la technique de clôture de phase et fonctionnement en régime de comptage de photons.
- Clerc, N. (2007). Astrophysique à très haute résolution angulaire.
- Dong, Y. (2010). Astrophysique à très haute résolution angulaire : les premières franges.
- Georges Zahariade, F. B. (2009). Projets OHANA et OHANA IKI au CFHT.
- Lenoir, B. (2008). Mesure du vecteur de base entre les télescopes Gemini et CFHT.
- Perrin, G., J. Woillez, O. Lai, J. Guérin, T. Kotani, P. L. Wizinowich, D. Le Mignant, M. Hrynevych, J. Gathright, P. Léna, F. Chaffee, S. Vergnole, L. Delage, F. Reynaud, A. J. Adamson, C. Berthod, B. Brient, C. Collin, J. Crétenet, F. Dauny, C. Deléglise, P. Fédou, T. Goeltzenlichter, O. Guyon, R. Hulin, C. Marlot, M. Marteaud, B.-T. Melse, J. Nishikawa, J.-M. Reess, S. T. Ridgway, F. Rigaut, K. Roth, A. T. Tokunaga, and D. Ziegler (2006, January). Interferometric coupling of the Keck telescopes with single-mode fibers. *Science* 311, 194.
- Woillez, J. (2003). Les noyaux actifs de galaxies en interférométrie optique à très longue base. Projet OHANA.