

## Développement d'un interféromètre spatial pour la détection et la caractérisation d'exoplanètes

**Auteur :** Schifano, Luca

**Promoteur(s) :** Loicq, Jerome

**Faculté :** Faculté des Sciences

**Diplôme :** Master en sciences spatiales, à finalité spécialisée

**Année académique :** 2017-2018

**URI/URL :** <http://hdl.handle.net/2268.2/5548>

---

### *Avertissement à l'attention des usagers :*

*Tous les documents placés en accès ouvert sur le site le site MatheO sont protégés par le droit d'auteur. Conformément aux principes énoncés par la "Budapest Open Access Initiative"(BOAI, 2002), l'utilisateur du site peut lire, télécharger, copier, transmettre, imprimer, chercher ou faire un lien vers le texte intégral de ces documents, les disséquer pour les indexer, s'en servir de données pour un logiciel, ou s'en servir à toute autre fin légale (ou prévue par la réglementation relative au droit d'auteur). Toute utilisation du document à des fins commerciales est strictement interdite.*

*Par ailleurs, l'utilisateur s'engage à respecter les droits moraux de l'auteur, principalement le droit à l'intégrité de l'oeuvre et le droit de paternité et ce dans toute utilisation que l'utilisateur entreprend. Ainsi, à titre d'exemple, lorsqu'il reproduira un document par extrait ou dans son intégralité, l'utilisateur citera de manière complète les sources telles que mentionnées ci-dessus. Toute utilisation non explicitement autorisée ci-avant (telle que par exemple, la modification du document ou son résumé) nécessite l'autorisation préalable et expresse des auteurs ou de leurs ayants droit.*

---



---

# DÉVELOPPEMENT D'UN INTERFÉROMÈTRE SPATIAL POUR LA DÉTECTION ET LA CARACTÉRISATION D'EXOPLANÈTES

---

**Luca Schifano**

**Promoteur : Pr. Jérôme Loicq**

**Co-promoteur : Dr. Denis Defrère**

Mémoire présenté pour le grade de Master en Sciences Spatiales

Année académique 2017 - 2018

Université de Liège, Faculté des Sciences

Département d'Astrophysique, de Géophysique et d'Océanographie

# Table des matières

Remerciements . . . . .	3
Préambule . . . . .	4
<b>1 Introduction générale</b>	<b>5</b>
1.1 Techniques de détection d'exoplanètes . . . . .	5
1.1.1 Les techniques de détection indirecte . . . . .	5
1.1.2 Les techniques de détection directe . . . . .	7
1.2 Présentation du projet . . . . .	8
1.2.1 Pourquoi l'interférométrie de <i>nulling</i> depuis l'espace? . . . . .	8
1.2.2 Le système Alpha Centauri . . . . .	9
<b>2 L'interférométrie optique : rappels théoriques</b>	<b>10</b>
2.1 L'interférométrie stellaire . . . . .	10
2.1.1 Utilité de l'interférométrie . . . . .	10
2.1.2 Principe de l'interférométrie stellaire . . . . .	12
2.1.3 Vue d'ensemble d'un interféromètre . . . . .	13
2.1.4 Notions d'optique ondulatoire . . . . .	14
2.1.5 Combinaisons co-axiale et multi-axiale . . . . .	18
2.1.6 La visibilité des franges . . . . .	19
2.2 L'interférométrie de <i>nulling</i> . . . . .	21
<b>3 État de l'art des interféromètres optiques</b>	<b>25</b>
3.1 Les interféromètres au sol . . . . .	25
3.2 Les projets d'interféromètres spatiaux . . . . .	27
3.2.1 Les missions Darwin et TPF-I . . . . .	28
3.2.2 La mission PEGASE . . . . .	28
3.2.3 La mission FKSI . . . . .	30
3.2.4 Les projets PicSat et FIRST-S . . . . .	31
3.2.5 Autres concepts de missions spatiales interférométriques . . . . .	34
3.3 En résumé . . . . .	35
<b>4 Étude du cas scientifique par simulations numériques</b>	<b>37</b>
4.1 Introduction . . . . .	37
4.2 Simulations des paramètres astrophysiques . . . . .	37

4.2.1	Flux des exoplanètes . . . . .	38
4.2.2	Simulations de Monte-Carlo pour les rayons et périodes orbitales d'exoplanètes . . . . .	40
4.2.3	Orbites des exoplanètes . . . . .	45
4.2.4	Distributions des variables des exoplanètes fictives . . . . .	47
4.3	Simulations des paramètres instrumentaux . . . . .	49
4.3.1	Résolution angulaire de l'interféromètre . . . . .	50
4.3.2	Budget radiométrique . . . . .	51
4.3.3	Détermination de la taille des télescopes . . . . .	55
4.3.4	Graphiques générés par simulations de Monte-Carlo . . . . .	57
4.3.5	Choix de la longueur d'onde et de la configuration . . . . .	64
4.4	Prédictions pour FIRST-S . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Conception de l'interféromètre</b>	<b>69</b>
5.1	À propos de l'instrument . . . . .	69
5.2	Le logiciel Code V . . . . .	70
5.3	Conditions limites . . . . .	71
5.4	Conception des télescopes avec $f/6$ . . . . .	73
5.4.1	Autres essais . . . . .	75
5.5	Conception des télescopes avec $f/4,167$ . . . . .	79
5.6	Bilan massique . . . . .	82
5.7	Conclusion de l'étude . . . . .	82
5.7.1	Pour $f/D = 6$ . . . . .	83
5.7.2	Pour $f/D = 4,167$ . . . . .	83
5.8	Le logiciel ASAP . . . . .	83
5.9	Télescopes fibrés . . . . .	84
5.10	Transport et combinaison des faisceaux . . . . .	87
5.10.1	Transport des faisceaux . . . . .	87
5.10.2	Combinaison des faisceaux . . . . .	88
5.11	Révision du cas scientifique . . . . .	93
<b>6</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>95</b>
6.1	Résumé et conclusion . . . . .	95
6.2	Perspectives pour de futurs travaux . . . . .	97

## Remerciements

Je remercie Pr. Jérôme Loicq pour m'avoir offert l'opportunité d'effectuer mon stage au Centre Spatial de Liège (CSL), ainsi que pour m'avoir suivi tout au long de ce travail. Ce stage m'a permis de me familiariser avec l'ingénierie optique dans le domaine spatial, ce qui a suscité chez moi un vif intérêt. Je remercie Dr. Denis Defrère pour m'avoir appris ce qu'était la recherche en astrophysique, pour avoir été très présent durant mon mémoire et pour m'avoir impliqué dans certains aspects de ses recherches. Leurs remarques et conseils ont été d'une grande aide pour l'écriture de ce mémoire.

Je remercie également Dr. Olivier Absil pour m'avoir guidé vers ce sujet de mémoire et pour m'avoir donné plusieurs conseils judicieux au début de celui-ci. Un tout grand merci aussi à Alexandra Mazzoli, qui m'a suivi durant mon stage et m'a appris les secrets de la conception optique. J'ai également pu faire la connaissance d'autres ingénieurs opticiens du CSL comme Camille Galy, Lionel Clermont et Christian Kintzinger. Discuter avec eux a été pour moi une source d'enrichissement dans le milieu de l'ingénierie optique.

Enfin, je tiens à remercier très chaleureusement mes parents et mon frère qui m'ont soutenu durant toutes mes études. Merci à ma copine Svetlana pour m'avoir épaulé durant mon Master, et pour m'avoir supporté durant l'écriture de ce mémoire ! Si j'ai pu mener avec succès l'écriture de ce mémoire, ce n'est pas seulement grâce à mes efforts, mais en grande partie grâce à leur soutien émotionnel et à la motivation qu'ils m'ont insufflée. Je les remercie du fond du cœur.

## Préambule

Le développement de petites plateformes spatiales pour l'interférométrie de *nulling* pourrait être le précurseur d'une nouvelle ère dans le domaine de l'exoplanétologie. En tant que système stellaire le plus proche, le système Alpha Centauri est une cible de choix pour la recherche de nouveaux mondes. Bien que les méthodes de détection par transit planétaire et par vitesse radiale soient aujourd'hui les moyens les plus productifs pour détecter les exoplanètes, ces techniques sont des détections indirectes. Pour la caractérisation en profondeur de ces corps, il faudrait mettre au point des techniques de détection directe qui permettraient d'étudier la composition chimique. En injectant la lumière provenant d'exoplanètes dans des spectromètres, nous pourrions détecter les biosignatures et déduire la présence de vie.

Le contraste et la résolution angulaire sont les principales difficultés pour une détection directe. Cependant l'interférométrie de *nulling* semble être une solution à cette fin. En combinant la lumière de deux télescopes ou plus, nous augmenterions considérablement la résolution angulaire, et ainsi nous pourrions mener à la détection d'exoplanètes rocheuses de la taille de la Terre autour d'étoiles de type solaire. De plus, avec un décalage de phase de  $\pi$  entre les deux bras de l'interféromètre, ce dernier annule la lumière des étoiles, permettant la détection de cibles beaucoup plus faibles autour de l'étoile. Dans ce mémoire sera présenté le développement d'une nouvelle mission basée sur l'interférométrie de *nulling*. Des simulations de Monte-Carlo sur le rendement exoplanétaire potentiel d'un tel interféromètre seront décrites, en fonction de la longueur d'onde de détection, de la base de l'interféromètre et de la taille des télescopes. Les fibres monomodes et l'optique seront également étudiées dans le cadre de cette mission. Cela pourrait déboucher sur des missions de faible coût avec un haut potentiel de retour scientifique.

Nous commencerons par résumer brièvement au Chapitre 1 les techniques de détection d'exoplanètes, afin de mettre en évidence l'utilité de faire de l'interférométrie de *nulling* depuis l'espace. Nous nous intéresserons ensuite dans le Chapitre 2, aux bases théoriques de l'interférométrie stellaire classique et de l'interférométrie de *nulling*. Le Chapitre 3 présentera l'état de l'art des interféromètres optiques, notamment les interféromètres au sol existants et les projets d'interféromètres spatiaux. Au Chapitre 4, nous étudierons le cas scientifique de la mission grâce à des simulations numériques. Une fois ces paramètres simulés, nous nous occuperons de la conception de l'instrument interférométrique dans le Chapitre 5. Enfin, le Chapitre 6 présentera les conclusions et les perspectives de ce travail.

# Chapitre 1

## Introduction générale

### 1.1 Techniques de détection d'exoplanètes

La recherche d'autres mondes a depuis toujours fasciné l'Homme. Après les planètes du système Solaire, les premières planètes extra-solaires, ou exoplanètes, ont été découvertes. Deux premières exoplanètes ont été découvertes en 1992 autour du pulsar PSR B1257+12 (Wolszczan et Frail 1992), et la détection de la première exoplanète orbitant autour d'une étoile classique arrive trois ans plus tard (Mayor et Queloz 1995). Différentes techniques de détection ont vu le jour au cours des années, et nous avons aujourd'hui détecté près de 3800 exoplanètes<sup>1</sup>. Mais où en est-on aujourd'hui en exoplanétologie ? Dans ce chapitre d'introduction, nous passons brièvement en revue les différentes techniques de détection d'exoplanètes. Nous commencerons par les techniques de détection indirecte, avant de décrire les techniques de détection directe.

#### 1.1.1 Les techniques de détection indirecte

Il est possible d'observer les effets sur une étoile d'une planète qui gravite autour de celle-ci. Ce n'est donc pas directement la planète qui est détectée, mais l'effet de sa présence sur son étoile hôte. Nous présenterons ici les deux techniques les plus productives : la méthode des transits et la méthode des vitesses radiales. D'autres techniques de détection indirecte existent, comme l'astrométrie ou la technique des microlentilles gravitationnelles.

#### La méthode des transits

La méthode des transits planétaires est basée sur l'effet photométrique, c'est-à-dire sur une baisse de luminosité apparente de l'étoile lorsqu'une planète passe devant, dans la ligne de visée de l'observateur. La baisse de luminosité est d'autant plus importante que les planètes sont de courte période et de grand rayon.

Le système Trappist-1, découvert par les astronomes de l'Université de Liège, est un exemple de système planétaire détecté par méthode des transits (Gillon *et al.* 2017). Cette dernière a connu son essor avec le satellite de la NASA nommé *Kepler*. La mission a fait de la méthode

---

1. Site internet de la NASA, <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>, consulté le 14 août 2018.

des transits, celle qui a connu le plus de succès jusqu'à ce jour. Selon la NASA, la méthode des transits a permis de détecter 2974 exoplanètes sur les 3775 confirmées, dont 2327 grâce à la mission Kepler<sup>2</sup>.

La méthode des transits offre l'avantage de pouvoir observer plusieurs exoplanètes simultanément. Sous certaines hypothèses, il est de plus possible d'obtenir divers renseignements sur l'exoplanète détectée, comme son rayon, sa période orbitale, sa masse ou encore sa température. Néanmoins, cette méthode présente aussi plusieurs désavantages. Tout d'abord, il faut que le plan de l'orbite d'une exoplanète autour de son étoile hôte soit dans l'axe de visée de l'observateur. La probabilité d'observer un tel transit est donc faible, et il faut pallier ce défaut en observant un très grand nombre d'étoiles. De plus, les étoiles actives présentent naturellement des variations photométriques, elles ne sont donc pas sujettes à l'étude par transits. Enfin, les exoplanètes qui sont potentiellement à découvrir autour d'étoiles de type solaire doivent présenter une période assez courte, et doivent donc être relativement proche de leur étoile. La distance étant relativement courte entre l'exoplanète et son étoile, les exoplanètes découvertes par transits autour de ces étoiles sont bien souvent trop chaudes pour que la présence d'eau liquide soit possible à la surface de la planète. Pour trouver des exoplanètes dans la zone habitable de l'étoile, il est donc plus facile d'observer des étoiles froides, comme c'est le cas pour le système Trappist-1.

### **La méthode des vitesses radiales**

Lorsqu'une planète orbite autour d'une étoile, l'étoile exerce un effet gravitationnel sur la planète, mais il en est aussi de même inversement. Les effets gravitationnels que produit la planète sur son étoile vont donc déplacer cette dernière qui sera en rotation autour du barycentre. Cela se traduit par une infime variation de la vitesse radiale<sup>3</sup> de l'étoile. En observant le spectre de l'étoile, on remarque que cette variation se traduit par un décalage Doppler ; le spectre se décale vers le bleu quand l'étoile se rapproche de l'observateur, il se décale vers le rouge quand l'étoile s'en éloigne. Cette mesure, possible par spectroscopie à haute résolution, a permis de détecter 677 exoplanètes. Elle est d'ailleurs, après la méthode des transits, la technique de détection d'exoplanètes qui a connu le plus de succès.

Néanmoins, il est possible de détecter une variation de vitesse radiale de l'étoile par d'autres phénomènes que la présence d'une planète en orbite autour d'elle, comme par exemple les mouvements de sa photosphère qui peuvent être dûs à l'activité de l'étoile ou encore à sa pulsation. Ces variations peuvent atteindre des dizaines de m/s, alors que les variations de vitesse radiale d'une étoile de type solaire dues à la présence d'une planète de type Terre serait de l'ordre de 0,1 m/s. À cause des ordres de grandeur qui séparent ces deux phénomènes, la détection d'une planète tellurique autour d'une étoile de la séquence principale se révèle extrêmement difficile. Les exoplanètes détectées par cette méthode sont donc bien souvent de taille bien supérieure à celle de la Terre.

---

2. Site internet de la NASA, <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>, consulté le 14 août 2018.

3. Sa vitesse selon la ligne de visée de l'observateur.



### 1.1.2 Les techniques de détection directe

En 2008, avant le succès de la mission *Kepler*, le *Hubble Space Telescope* découvre la première exoplanète par imagerie directe : Fomalhaut b. La méthode utilisée était la coronographie, une méthode que nous allons expliquer de suite.

À l'heure actuelle, les techniques de détection indirecte d'exoplanètes sont les plus efficaces. Cela s'explique par le fait que pour une détection directe d'une exoplanète, il faut pouvoir récolter les photons qui proviennent directement de la planète. Mais cela peut s'avérer être une tâche bien difficile. En effet, une exoplanète est si peu brillante comparée à son étoile qu'il est très difficile d'avoir un assez bon contraste pour pouvoir les distinguer, surtout depuis le sol, à cause de la turbulence atmosphérique. De plus, ces astres étant très éloignés de nous, ils sont angulairement très proches.

Pourtant, si la détection directe est un succès, elle permettrait en faisant passer la lumière directe de l'exoplanète dans un spectrographe de caractériser et de contraindre la composition de son atmosphère, et ainsi à terme pouvoir en déduire la présence ou non de biosignatures, comme les raies spectrales de l'eau, de l'oxygène, du dioxyde de carbone, d'ozone ou encore de méthane (Selsis 2002). C'est pourquoi les astrophysiciens se doivent de développer des techniques qui permettraient d'obtenir directement les photons des exoplanètes.

#### La coronographie

En astronomie, la coronographie est une technique optique qui consiste à bloquer la lumière directe d'une étoile afin de mieux distinguer les objets se trouvant dans le voisinage de celle-ci. Lorsque l'on observe un système stellaire sans coronographe, la lumière nous parvenant de l'étoile est si forte que des planètes autour de cette étoile sont cachées dans l'éblouissement lumineux de l'étoile. Le contraste étant trop faible, on cherche à diminuer la luminosité de l'étoile en bloquant sa lumière qui nous parvient directement. En améliorant ainsi le contraste, on peut résoudre les planètes qui orbitent autour de l'étoile observée.

#### L'interférométrie

L'interférométrie est une autre technique de détection directe. C'est une technique optique qui consiste à utiliser la nature ondulatoire de la lumière pour obtenir des franges d'interférences. En astronomie, cette méthode permet un gain considérable en résolution angulaire. Le cas particulier de l'*interférométrie annulante*, *interférométrie destructive* ou encore *interférométrie de nulling*, permet par exemple de placer la lumière directe d'une étoile sur une frange sombre, et la lumière d'une exoplanète sur une frange claire, de manière à augmenter considérablement le contraste pour résoudre l'exoplanète. L'interférométrie est la technique qui va nous intéresser pour la suite de ce travail. Nous la détaillons dans le prochain chapitre.

## 1.2 Présentation du projet

Le but de ce mémoire, né de la collaboration entre le département d’Astrophysique, Géophysique et Océanographie (AGO) et le Centre Spatial de Liège (CSL), est de proposer un nouveau concept de mission spatiale pour la détection d’exoplanètes.

L’exoplanétologie est aujourd’hui un sujet en vogue en astrophysique. Les techniques de détection des exoplanètes les plus utilisées restent la technique des transits et la technique des vitesses radiales. Néanmoins, ces détections sont indirectes, et présentent de nombreuses contraintes. Dans ce mémoire, nous proposons un concept d’instrument interférométrique dans le but de détecter directement de potentielles exoplanètes. La contrainte que nous nous fixons est celle d’une petite plateforme de type PROBA. Ce terme fait référence à certaines missions de l’European Space Agency (ESA) qui regroupe certaines petites missions sous le nom de PROBA, pour *Project for On-Board Autonomy*. Les missions PROBA incluent les missions Proba-1, Proba-2 et Proba-V, déjà en cours d’opération (ESA 2018). La prochaine mission PROBA sera Proba-3, une mission qui vise à reproduire le phénomène d’éclipse solaire grâce à du vol en formation. Notre futur satellite servira entre autres de démonstrateur technologique pour de futures missions spatiales interférométriques. Héritage de la mission Darwin/TPF-I, le but de ce travail est de commencer l’étude d’une mission spatiale sur une plateforme de type PROBA, utilisant l’interférométrie de *nulling* pour observer les exoplanètes. Dans le cadre d’une mission de type PROBA qui est plutôt petite, nous limiterons nos cibles au système stellaire Alpha Centauri, prenant en compte les étoiles Alpha Cen A, Alpha Cen B, et Proxima Cen.

### 1.2.1 Pourquoi l’interférométrie de *nulling* depuis l’espace ?

Comme nous l’avions dit précédemment, les difficultés liées à la détection directe d’exoplanètes sont le fort contraste de luminosité entre une exoplanète et son étoile, la très faible séparation angulaire entre ces deux objets, ainsi que les problèmes liés aux turbulences et à la brillance de l’atmosphère.

En réponse à ces difficultés, nous souhaitons développer un interféromètre de *nulling* qui observera les étoiles proches depuis l’espace. L’interférométrie accroît la résolution angulaire d’un système optique en augmentant la base entre les télescopes. En effet, la résolution angulaire d’un interféromètre est de l’ordre de la résolution angulaire d’un télescope de diamètre égal à la distance entre ces télescopes. Ensuite, l’observation depuis l’espace permet de s’affranchir de l’atmosphère et des turbulences qui y sont associées. De plus, toutes les fenêtres du spectre électromagnétique ne sont pas accessibles depuis le sol, et l’observation en infrarouge est très biaisée par l’atmosphère qui est très brillante dans ce domaine de longueurs d’onde. Enfin, l’interférométrie de *nulling* permet d’« éteindre » la lumière de l’étoile, révélant l’exoplanète qui orbite autour de cette étoile. On augmente ainsi le contraste entre l’exoplanète et son étoile hôte.

## 1.2.2 Le système Alpha Centauri

Situé à environ 4,37 années-lumière du système Solaire, le système Alpha Centauri désigne un système stellaire composé de trois étoiles. Alpha Centauri A et Alpha Centauri B forment une étoile double, et sont les deux étoiles principales de ce système. Proxima Centauri, une étoile beaucoup plus petite et beaucoup plus froide que les deux autres, complète le système Alpha Centauri. Ce dernier apparaît comme la troisième étoile la plus brillante dans le ciel nocturne.

Alpha Centauri A est la plus grosse des trois étoiles du système Alpha Centauri. De type spectral G2V, cette étoile est très semblable à notre Soleil, bien qu'elle soit un peu plus grosse et un peu plus lumineuse. En effet, sa masse est égale à 1,1 fois celle du Soleil, son rayon vaut 1,227 fois celui du Soleil, sa luminosité est 1,519 fois plus grande que celle du Soleil, et enfin sa température de corps noir est de 5800 K. Son abondance en éléments lourds est presque deux fois celle du Soleil. Âgée de près de 5 milliards d'années (Mamajek et Hillenbrand 2008), elle est un peu plus vieille que notre Soleil.

Alpha Centauri B est un peu moins lumineuse que son étoile sœur, elle de type spectral K1V. Il y a six ans, Dumusque *et al.* (2012) annoncent la découverte d'une exoplanète gravitant autour de cette étoile ; elle est nommée Alpha Centauri Bb. La méthode de détection utilisée par les astronomes était celle des vitesses radiales. Cette planète, à l'existence contestée, aurait une période de seulement 3,2 jours terrestres autour d'Alpha Centauri B, ce qui fait que les températures à sa surface seraient de plus de 1000 K. Une autre planète candidate, Alpha Centauri Bc, a été annoncée par Demory *et al.* (2015) comme étant une planète en transit devant son étoile. Cette planète serait de taille comparable à la Terre et posséderait une orbite de révolution de moins de 20 jours terrestres.

Enfin, la dernière étoile du système Alpha Centauri et l'étoile qui est la plus proche du Soleil ; elle porte le nom de Proxima Centauri. Cette étoile est une naine rouge qui se situe à seulement 4,22 années-lumière du système Solaire, soit 270 000 UA, et à 13 000 UA des deux autres étoiles du système Alpha Centauri. Elle possède une exoplanète : Proxima Centauri b, communément appelée Proxima b. Cette exoplanète, découverte par méthode des vitesses radiales lors du projet Pale Red Dot, fut annoncée officiellement le 24 août 2016 par l'ESO (Anglada-Escudé *et al.* 2016). Probablement de type tellurique, cette exoplanète posséderait une masse minimale de 1,27 masses terrestres et se situerait dans la zone habitable de son étoile, à environ 0,0485 UA et de période d'environ 11,186 jours terrestres. Sa température de surface avoisine les 234 K, une température relativement semblable à celle de la Terre, bien qu'un peu plus froide. Elle est donc une cible de choix pour les astronomes qui souhaiteraient en étudier sa composition chimique, laissant la porte ouverte à d'éventuelles traces de biosignatures. Elle fait d'ailleurs l'objet de projets ambitieux, comme le projet Breakthrough Starshot qui vise à lancer des sondes qui atteindraient le voisinage de cette exoplanète en seulement une vingtaine d'années.

## Chapitre 2

# L'interférométrie optique : rappels théoriques

### 2.1 L'interférométrie stellaire

Nous présentons ici les bases de l'interférométrie optique. Nous commencerons par illustrer succinctement le principe de l'interférométrie stellaire. Puis nous entrerons dans la théorie de manière plus approfondie, d'abord pour l'interférométrie classique, ensuite pour le cas particulier de l'interférométrie de *nulling*. Ce chapitre sur l'interférométrie sert de base au prochain chapitre, dans lequel nous ferons l'état de l'art des interféromètres existants ou qui ont été étudiés jusqu'à une phase avancée.

#### 2.1.1 Utilité de l'interférométrie

L'image d'un point formée par un système imageant n'est pas un point, mais une figure de diffraction. Cela vient du fait que tout système optique imageant possède une ouverture finie. De ce fait, cette ouverture ne collecte qu'une portion du front d'onde émis par la source lumineuse. Il y a donc un phénomène de diffraction qui empêche les rayons de focaliser en un point unique. Pour une ouverture circulaire et dans le cas où l'on est uniquement limité par la diffraction, l'image prend alors une forme particulière, nommée *tache d'Airy*. La tache d'Airy est d'autant plus petite que le diamètre du télescope est grand (voir Figures 2.1 et 2.2).

En astronomie, la résolution angulaire d'un télescope est liée à la taille du centre de la tache d'Airy, et est donnée par la relation

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (2.1)$$

où  $D$  est le diamètre du télescope et  $\lambda$  est la longueur d'onde d'observation. La capacité d'un télescope à distinguer les détails sera donc d'autant plus grande que le diamètre du télescope sera grand. Pour cette raison, des télescopes de plus en plus gros ont été conçus durant le XX<sup>e</sup> siècle. Les prochaines années verront l'avènement de télescopes géants (ESO 2018) : le Giant Magellan Telescope (GMT) de 24,5 mètres, le Thirty Meter Telescope (TMT) de 30 mètres, suivi de l'*Extremely Large Telescope* (ELT), avec un diamètre de plus de 39 mètres. Leur construction

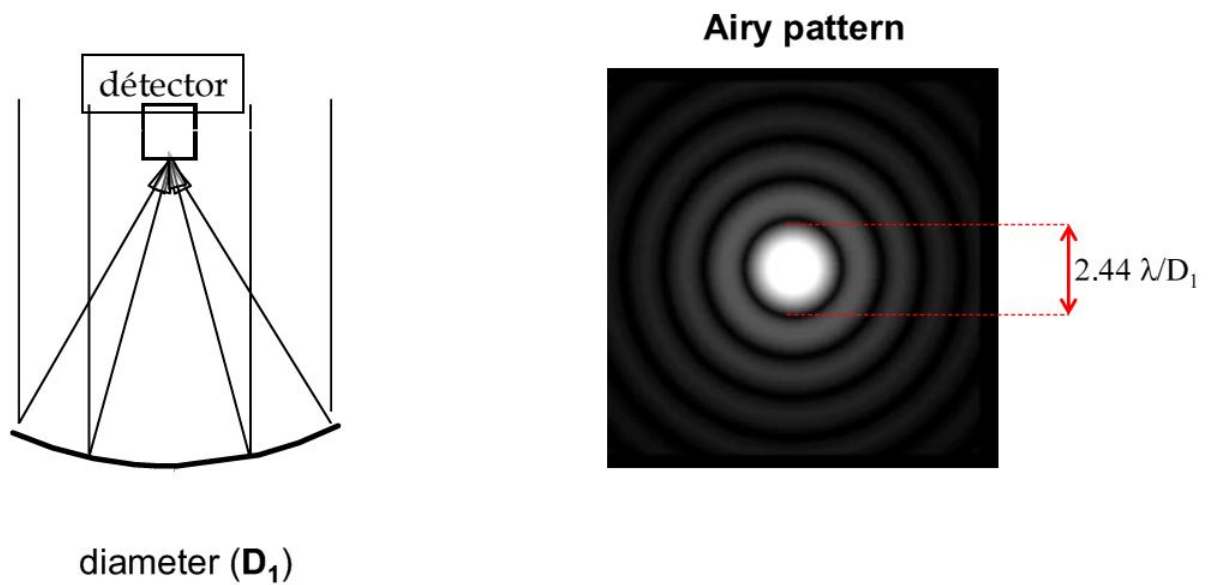


FIGURE 2.1 – Le diamètre du disque d’Airy (disque central d’une tache d’Airy) est inversement proportionnel au diamètre du télescope imageant. Le diamètre de la tache d’Airy est une taille angulaire sur ce schéma, c’est un nombre sans dimension. Le diamètre physique de la tache d’Airy est  $2,44\lambda \cdot f/D_1$  où  $f$  est la focale du télescope.  
 Crédit : Surdej (2016)

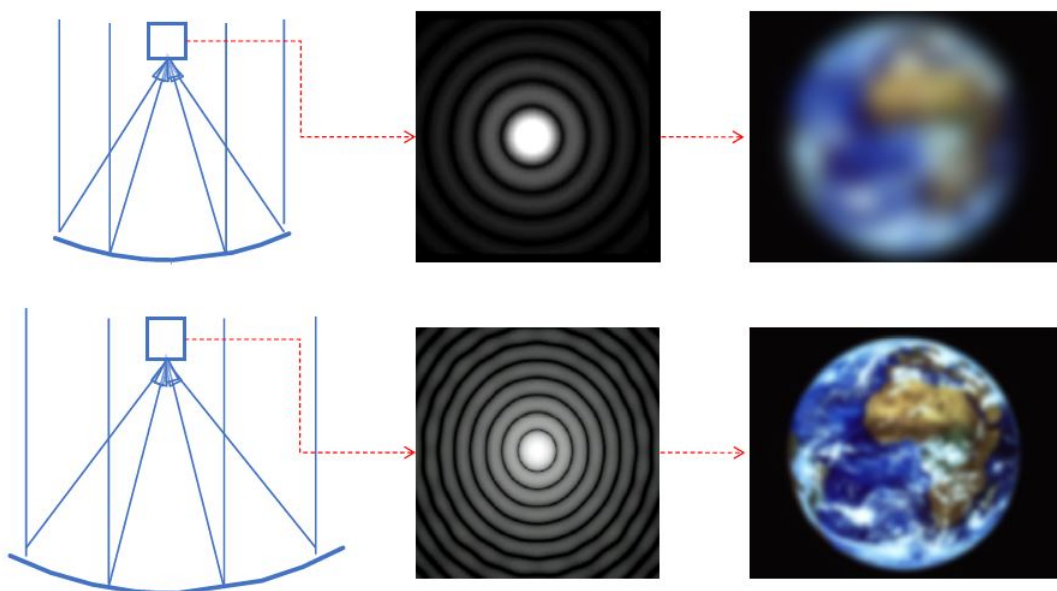


FIGURE 2.2 – Plus le diamètre du télescope est grand, plus la tache d’Airy est petite et plus l’image est de meilleure résolution, en vertu de la relation 2.1.  
 Crédit : Surdej (2016)

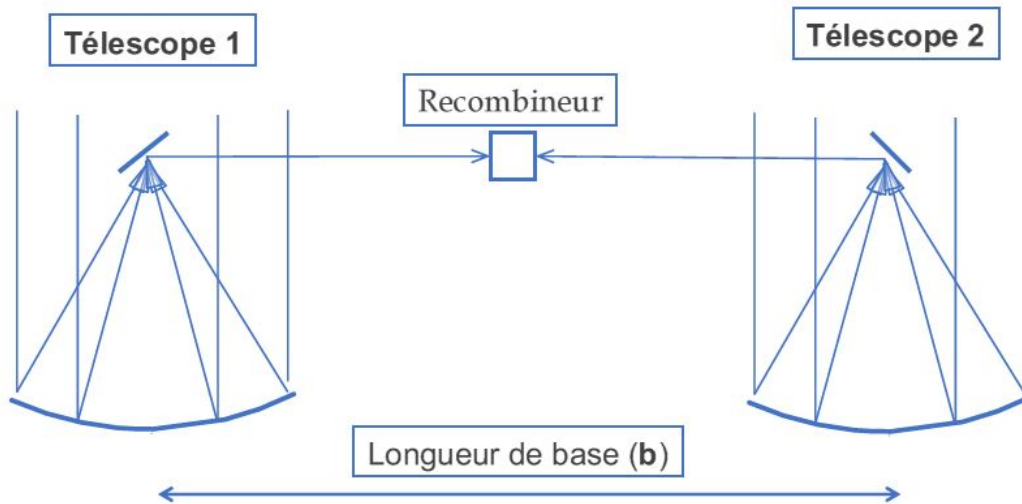


FIGURE 2.3 – « En termes de résolution angulaire, deux petites ouvertures distantes d’une distance  $D$  sont équivalentes à une seule grande ouverture de diamètre  $D$ . » (Fizeau 1868)  
 Crédit : Surdej (2016)

n’est pas sans difficulté, puisque les miroirs géants sont constitués de miroirs segmentés. De plus, depuis le sol, il est impératif de disposer d’un système d’optique adaptative (extrême) pour corriger les perturbations liées à la présence d’atmosphère. Il devient donc de plus en plus difficile d’améliorer la résolution angulaire avec un seul télescope. Notons d’ailleurs que l’*Overwhelmingly Large Telescope* (OLT), un projet de télescope de 100 mètres de diamètre, a été abandonné.

### 2.1.2 Principe de l’interférométrie stellaire

L’interférométrie stellaire est une technique qui consiste à faire interférer la lumière provenant d’au moins deux télescopes séparés d’une distance appelée *base* ; la résolution angulaire ainsi obtenue est de l’ordre de celle qu’aurait un télescope dont le diamètre serait égal à cette base (voir Figure 2.3). En combinant les faisceaux lumineux récoltés par deux télescopes séparés, on synthétise donc un télescope dont la résolution angulaire est donnée par

$$\theta = \frac{\lambda}{2B} \quad (2.2)$$

où  $B$  est la base de l’interféromètre. La technique existe depuis 1868 avec Fizeau (1868), puis en 1921 avec Michelson et Pease (1921), mais la première application utilisant deux télescopes séparés a été réalisée en 1974 par Labeyrie (1975). Ce dernier avait obtenu une résolution angulaire maximale  $\theta = 5$  milliarcsecondes (mas) avec une base de 12 mètres et une observation dans le domaine visible. En tant que pionnier, Labeyrie a inspiré d’autres travaux menant à la construction de nombreux interféromètres aux capacités améliorées.

### 2.1.3 Vue d'ensemble d'un interféromètre

Dans cette section, nous présentons une vue d'ensemble d'un interféromètre (voir Figure 2.4). Quatre composantes principales composent les fonctions essentielles d'un interféromètre optique :

- **La collection des faisceaux.** Des télescopes ou des sidérostats sont utilisés pour collecter les faisceaux lumineux provenant d'une source astronomique.
- **Le transport des faisceaux.** Une fois les faisceaux collectés, ceux-ci doivent être renvoyés dans le (re)combineur de manière à obtenir une figure d'interférences dans le plan d'observation (ou plan image, si l'on fait de l'imagerie). On utilise des éléments optiques pour transporter le faisceau, comme des miroirs ou une fibre optique. On compense le délai géométrique qui existe entre les deux télescopes par l'utilisation d'une ligne à retard dans l'un des bras (voir Figure 2.4). Dans le cas d'un interféromètre de *nulling*, un déphasage de  $\pi$  doit être induit dans l'un des deux bras de l'interféromètre de manière à obtenir des interférences destructives pour « éteindre » la lumière de l'étoile.
- **La (re)combinaison des faisceaux.** Cette partie sera expliquée plus tard dans ce tra-

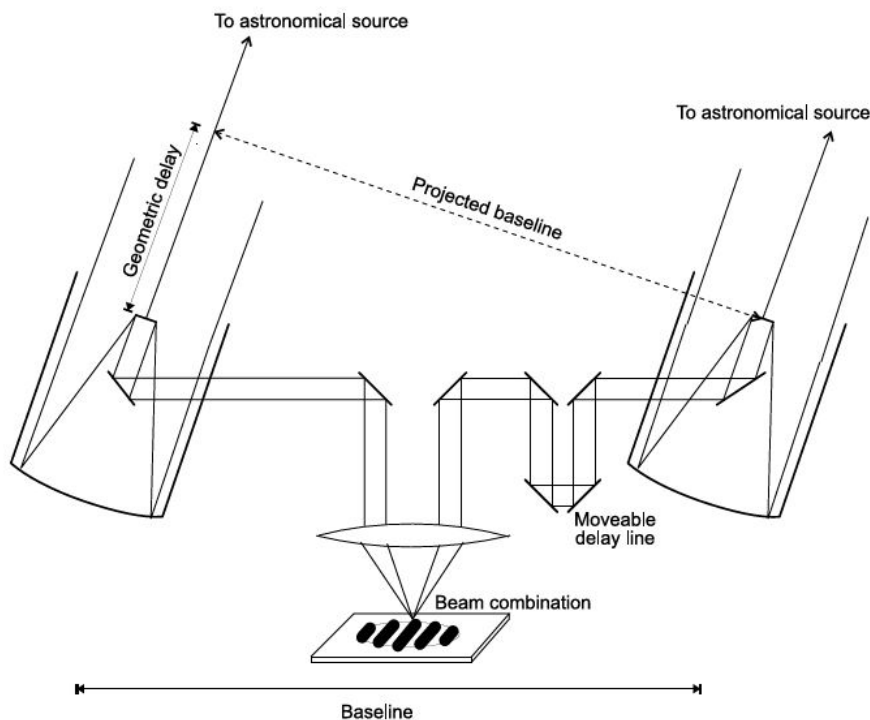


FIGURE 2.4 – Vue d'ensemble d'un interféromètre - Les télescopes collectent la lumière qui est ensuite renvoyée vers un (re)combineur de faisceaux au moyen d'éléments optiques. Le délai géométrique entre les deux chemins optiques est compensé par une ligne à retard, de manière à ce que les deux faisceaux lumineux arrivent en phase au combineur. Cette combinaison produit des franges d'interférences, séparées par  $\lambda/B$  où  $B$  est la base.

Crédit : Absil (2006)

vail. Nous pouvons déjà néanmoins citer deux types de combinaison des faisceaux : la combinaison co-axiale et la combinaison multi-axiale.

La première consiste à superposer les faisceaux par pair sur un miroir semi-réfléchissant. Un miroir semi-réfléchissant réfléchit 50% de la lumière et laisse passer les 50% restants. On parle aussi de *lame séparatrice* ou de *beam-splitter*.

L'autre méthode consiste à reproduire l'équivalent des franges de Young (voir **Expérience de Young**) en apportant les faisceaux provenant de directions différentes sur un même foyer.

- **La détection.** Selon la technique de combinaison des faisceaux lumineux, la détection des franges peut se faire de deux manières différentes. Dans le cas d'une combinaison co-axiale, les franges sont encodées temporellement sur deux détecteurs monopixel placés à chaque sortie du faisceau divisé en deux parties par le miroir semi-réfléchissant. Par contre, dans le cas d'une combinaison multi-axiale, les franges sont encodées spatialement dans le plan focal et sont vues comme une modulation d'intensité d'une figure d'Airy, le délai entre les faisceaux variant à différents points du plan focal.

#### 2.1.4 Notions d'optique ondulatoire

Le principe de l'interférométrie repose sur le caractère ondulatoire de la lumière. Pour comprendre ce phénomène, il peut être utile d'introduire quelques notions d'optique ondulatoire, comme les interférences ou la cohérence. L'expérience de Young permettra d'illustrer ces deux notions. Ce chapitre a pour but d'introduire ces concepts pour aider à la compréhension du lecteur. Le lecteur n'a pas besoin de le lire s'il est déjà familiarisé à l'optique physique. De plus, il n'est pas nécessaire de comprendre en détails toutes les équations pour la suite du travail. Ces mathématiques sont présentées dans le but d'appuyer les concepts qui seront discutés dans cette section.

#### Notion d'interférence

Pour illustrer la notion d'interférence, prenons d'abord un cas simple (voir Figure 2.5) :

Soient deux sources  $S_1$  et  $S_2$ , séparées d'une distance  $a$  émettant des ondes monochromatiques de même fréquence (cohérentes), linéairement polarisées, et dans un milieu homogène, d'équations

$$\vec{E}_{1,2} = A_{1,2} e^{i(\phi_{1,2} - \omega_{1,2}t)} \vec{e}_{1,2} \quad (2.3)$$

où  $\vec{E}$  désigne le champ électrique de l'onde électromagnétique,  $A$  est l'amplitude du champ électrique,  $\phi$  est la phase de l'onde,  $\omega$  désigne la pulsation,  $t$  est le temps,  $\vec{e}$  est le vecteur d'onde, et les indices 1 et 2 font respectivement référence aux sources  $S_1$  et  $S_2$ . L'éclairement  $I$  au point  $P$  (voir Figure 2.5), résultant de la superposition des deux ondes, est donné par

$$I = I_1 + I_2 + I_{12} = I_1 + I_2 + 2 \langle \vec{E}_1 \bullet \vec{E}_2 \rangle_t \quad (2.4)$$



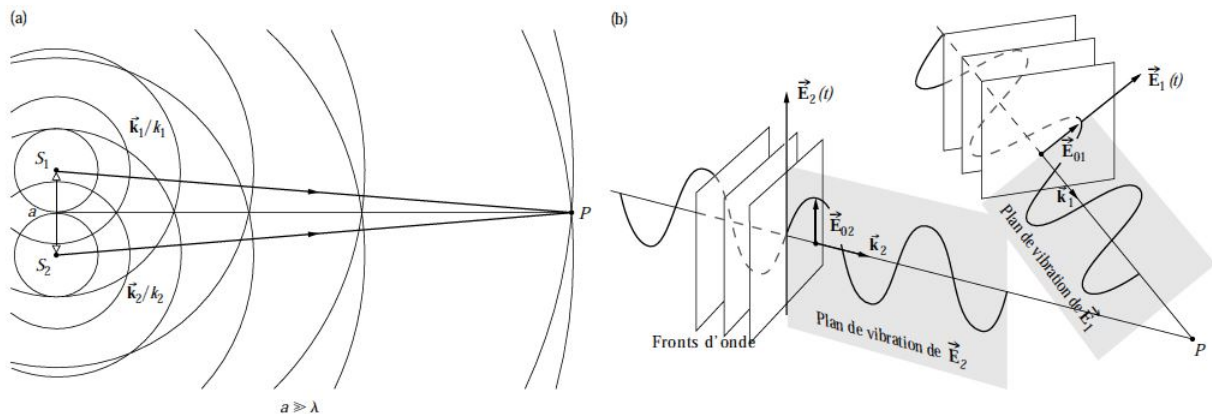


FIGURE 2.5 – Deux ondes issues de deux sources ponctuelles cohérentes se superposent dans l'espace.

Crédit : ?

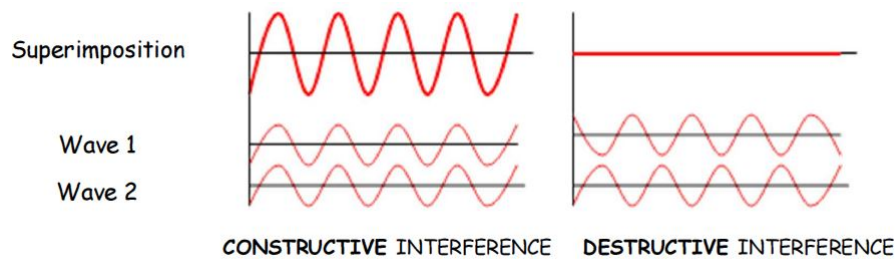


FIGURE 2.6 – Interférences constructive et destructive.  
Crédit : Habraken (2017)

où  $I_1$  et  $I_2$  sont les intensités des sources  $S_1$  et  $S_2$  respectivement, et où  $I_{12} = 2 \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_t$  est le *terme d'interférences*.

En moyennant sur le temps, on obtient

$$I = I_1 + I_2 + 2(\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2) \sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi) \quad (2.5)$$

où  $\phi = \phi_2 - \phi_1$  est la différence de phase entre les deux ondes monochromatiques.

L'éclairement résultant au point  $P$  (voir Figure 2.5) peut donc être supérieur, inférieur ou égal à  $I_1 + I_2$ , selon la valeur de  $\phi$ . L'éclairement sera maximal pour  $\cos(\phi) = 1$ , c'est-à-dire lorsque  $\phi = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$ . On parle alors d'interférence *constructive totale*. À l'inverse, l'éclairement sera minimal pour  $\cos(\phi) = -1$ , donc quand  $\phi = \pm\pi, \pm 3\pi, \pm 5\pi, \dots$ . Dans ce cas, l'interférence est dite *destructive totale*. Pour les cas intermédiaires où  $0 < \cos(\phi) < 1$ , et où  $-1 < \cos(\phi) < 0$ , on parle respectivement d'interférences constructive et destructive.

## Notion de cohérence

Pour qu'il y ait interférences entre deux ondes lumineuses, ces dernières doivent être cohérentes entre elles. C'est le cas s'il existe une relation de phase constante entre ces deux ondes. On sépare les effets de cohérence en deux catégories : la *cohérence temporelle* et la *cohérence spatiale*. Cette séparation est artificielle, mais permet de mieux appréhender le concept de *cohérence*.

On parle de cohérence temporelle lorsqu'on s'intéresse à la durée d'un train d'onde pendant lequel il reste cohérent, c'est-à-dire la durée pendant laquelle on peut prédire que la phase d'une onde restera raisonnablement stable en un certain point donné de l'espace (Hecht 2002). Cette durée est appelée le *temps de cohérence* ; il exprime la pureté spectrale d'une source lumineuse. En effet, le temps de cohérence est inversement proportionnel à la largeur spectrale de la source ; une lumière monochromatique correspond au cas irréaliste d'une largeur de bande nulle et d'un temps de cohérence infini.

La cohérence spatiale est quant à elle liée à l'extension (ou l'étendue spatiale) de la source lumineuse. Par exemple, deux points provenant d'une même source monochromatique perdent leur cohérence spatiale s'ils sont séparés d'une distance bien supérieure à leur longueur d'onde.

En pratique, les sources réelles ne sont ni monochromatiques, ni ponctuelles. Une source émet dans un spectre continu ; les rayons émis ont une certaine largeur spectrale liée aux collisions et déplacements atomiques. Même un laser n'est pas strictement monochromatique. Une source réelle n'est jamais non plus réellement ponctuelle, elle possède toujours une extension spatiale. Même les étoiles ne sont pas des sources ponctuelles.

## Expérience de Young

L'expérience de Young permet d'illustrer les notions de cohérence et d'interférence. Lorsqu'une onde monochromatique plane arrive aux abords d'un masque à deux fentes (voir Figure 2.7), la lumière passe par ces deux fentes et est diffractée. De l'autre côté du masque (à sa droite), on a alors une onde circulaire sortant de chaque fente. Ces ondes circulaires vont interférer, à la manière d'ondelettes dans l'eau. Elles créent des zones d'interférence constructive (similaires aux crêtes des vagues) et d'autres zones d'interférences destructives (similaires aux creux des vagues). On place un écran à droite du masque. Les ondes lumineuses arrivant sur cet écran créent une figure d'interférence.

Nous disions plus tôt que la cohérence temporelle (mais aussi spatiale) est nécessaire pour avoir des franges d'interférences. Cela s'explique par le fait qu'un train d'onde a une durée limitée. Plus clairement, si l'on prend une onde lumineuse à un instant  $t$ , et la même onde à un instant  $t + \Delta t$ , celles-ci ne seraient temporellement cohérentes entre elles que si  $\Delta t$  n'excède pas la durée de cohérence, notée  $\tau$ , qui est la durée pendant laquelle l'onde reste cohérente. On peut traduire cela en une longueur de cohérence  $L_c$ . Cette dernière est liée au temps de cohérence par

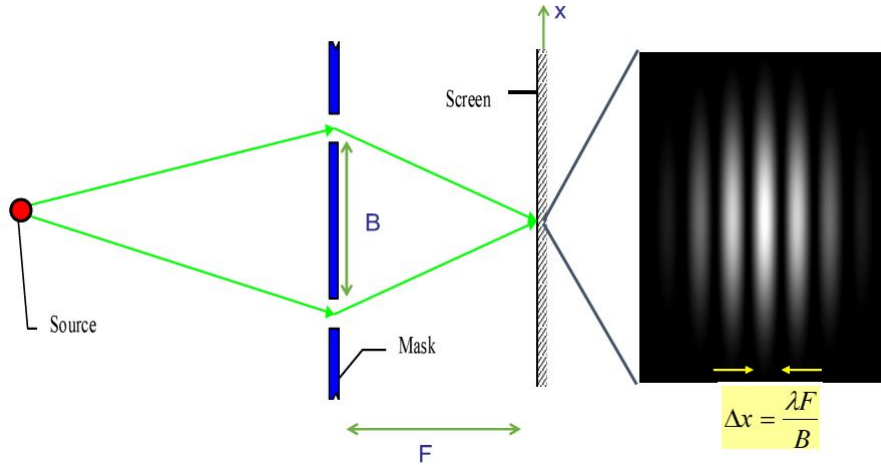


FIGURE 2.7 – *Expérience des deux fentes de Young* - Une source lumineuse émet une lumière monochromatique passant à travers un masque percé de deux fentes. Ces fentes deviennent des sources secondaires qui produisent des franges d'interférence sur l'écran. Les franges sont séparées d'une distance  $\frac{\lambda F}{B}$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $F$  est la distance entre le masque et l'écran, et  $B$  est la distance qui sépare les deux fentes.

Crédit : Loicq et Defrère (2017)

la relation

$$L_c = c \cdot \tau \tag{2.6}$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière. Par le principe d'incertitude de Heisenberg,

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx h \tag{2.7}$$

où  $h$  est la constante de Planck,

$$h \Delta \nu \cdot \tau \approx h \tag{2.8}$$

où  $\Delta \nu$  est la bande de fréquences, ou *chromaticité*, donc

$$\tau \approx \frac{1}{\Delta \nu}. \tag{2.9}$$

Cela illustre que pour le cas irréaliste d'une source parfaitement monochromatique (largeur de bande nulle), la cohérence temporelle est infinie (temps de cohérence infini).

Nous le disions, une source ne peut être parfaitement ponctuelle. La cohérence spatiale est préservée tant que la distance qui sépare les fentes est strictement inférieure à la *largeur de cohérence*

$$d_s = \frac{\lambda}{2\theta} \tag{2.10}$$

où  $\theta$  est le rayon angulaire de la source.

La notion de cohérence spatiale est très utile en interférométrie stellaire. En effet, sur base

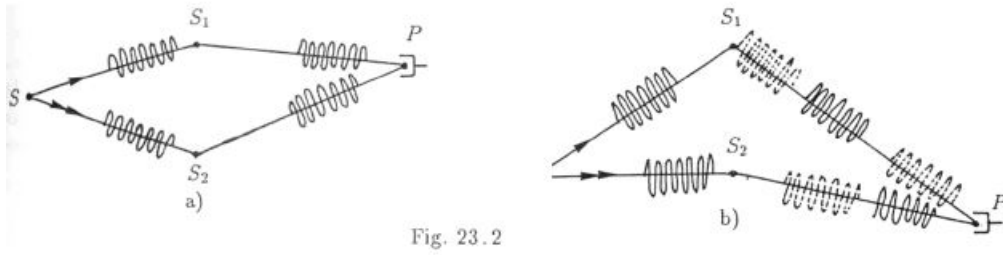


Fig. 23.2

FIGURE 2.8 – (a) La cohérence temporelle entre les deux ondes est préservée. Il y a une figure d’interférences au point P. (b) La différence de chemin entre les deux ondes est plus grande que la longueur de cohérence. Les deux ondes ne sont donc plus cohérentes, les trains d’onde sont indépendants, et il n’y a pas d’interférences en P.

Crédit : Habraken (2017)

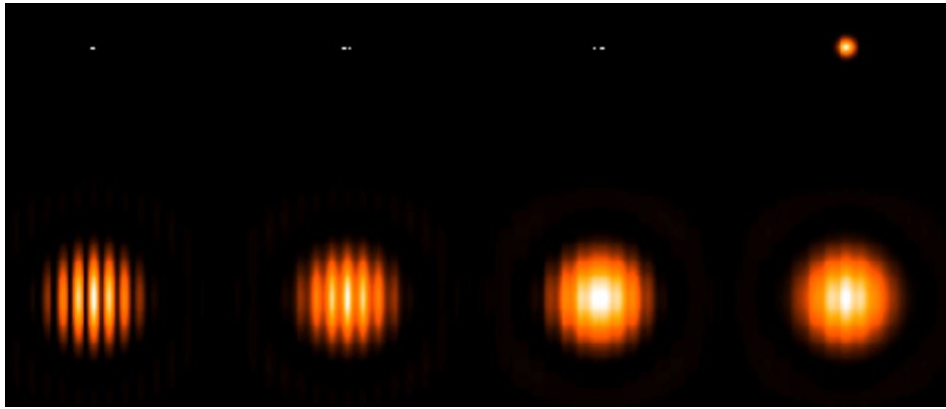


FIGURE 2.9 – Le contraste entre les franges donne une information sur la taille de l’objet observé. Crédit : Surdej (2016)

de l’équation 2.10, on peut augmenter la distance  $a$  entre les fentes jusqu’à perdre totalement la cohérence spatiale quand

$$a = \frac{\lambda}{2\theta}. \quad (2.11)$$

Au moment où les franges d’interférences disparaissent, c’est-à-dire quand la cohérence est perdue (la cohérence spatiale n’est maintenue que si  $a < d_s$ ), le diamètre du disque est égal au diamètre du disque d’Airy. De là, on peut en déduire le diamètre de la source observée, par exemple une étoile.

### 2.1.5 Combinaisons co-axiale et multi-axiale

En pratique, les sources astrophysiques ne sont pas monochromatiques. Dans un cas polychromatique, nous devons nous assurer de préserver la cohérence lors de la (re)combinaison des faisceaux. Dans ce but, le codage des franges d’interférences peut se faire selon deux stratégies différentes : la combinaison co-axiale et la combinaison multi-axiale (Defrère 2009; Malbet *et al.* 1999; Schöller *et al.* 2000).

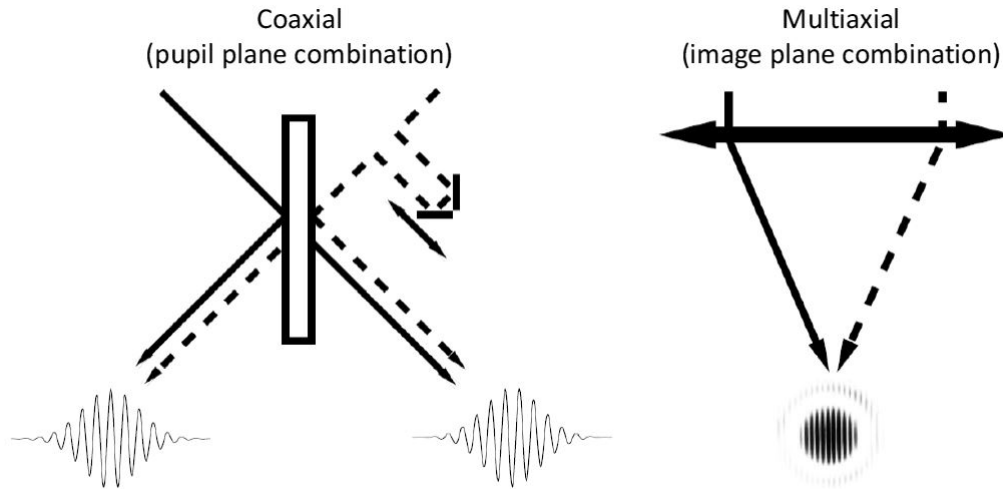


FIGURE 2.10 – *Combinaisons co-axiale et multi-axiale - Les faisceaux 1 et 2 sont respectivement désignés par les flèches en trait plein et en trait pointillé.*

*Crédit : Loicq et Deifrère (2017)*

- La combinaison co-axiale se fait dans le plan pupille (c'est-à-dire avant d'arriver sur le détecteur). Les deux faisceaux arrivent sur un beam-splitter (50/50), déjà corrigés de leur délai géométrique au moyen d'une ligne à retard. À chaque sortie de la lame séparatrice, on place un détecteur monopixel, qui ne détecte alors que l'intensité. Les franges sont encodées en enregistrant l'intensité en fonction du temps. Pour moduler le signal temporellement, on introduit un délai en plus de celui effectué au moyen de la ligne à retard, de manière à modifier systématiquement la différence de chemin optique. Ce délai a une amplitude qui est connue, et peut être réalisé au moyen d'un miroir piézoélectrique. Cette combinaison est similaire à celle utilisée dans l'expérience interférométrique de Michelson-Morley (Michelson et Pease 1921). Elle est aujourd'hui largement implémentée, comme par exemple sur CHARA/FLUOR, VLTI/PIONIER et LBTI/NOMIC.
- La combinaison multi-axiale se fait dans le plan image (directement sur le détecteur). Le codage des franges se fait spatialement, donc dans ce cas on voit une figure d'interférence en un seul instant. Les différents faisceaux, provenant de directions différentes, sont tous amenés sur un foyer unique, produisant l'équivalent des franges de Young. En une seule fois, le signal des franges est enregistré, mais l'interférogramme est étalé spatialement dans le plan image sur plusieurs pixels du détecteur. La méthode est actuellement utilisée sur VLTI/MATISSE ainsi que sur LBTI/LMIRCam.

### 2.1.6 La visibilité des franges

La figure d'interférence obtenue par un interféromètre multi-axial à deux télescopes est une succession de franges rectilignes, alternativement claires et sombres, modulant la tache d'Airy. Le contraste entre les franges claires et les franges sombres est défini comme le rapport entre

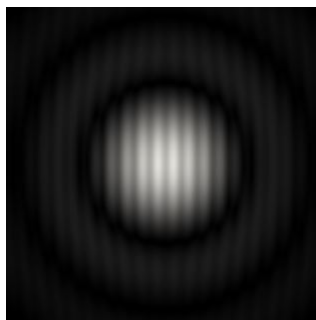


FIGURE 2.11 – Illustration de la figure d'interférence obtenue par un interféromètre.  
Crédit : Loicq et Defrère (2017)

l'amplitude de la frange et l'intensité moyenne. La *visibilité* est le paramètre qui caractérise le contraste des franges d'interférences. Elle est donnée par

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (2.12)$$

Le contraste sera maximal si  $V = 1$  et minimal si  $V = 0$ . Lorsque le contraste est maximal, l'objet est dit *non résolu*. Au fur et à mesure que la base augmente, le contraste entre les franges diminue, pour finalement s'annuler en  $\theta = \frac{\lambda}{2B}$ , comme le prédit le critère de Rayleigh. Lorsque la visibilité est nulle, on dit alors de l'objet qu'il est *résolu*. Dans ce dernier cas, on peut alors en déduire la taille physique d'un objet circulaire observé via la relation

$$V = \frac{2J_1(\pi\theta B/\lambda)}{\pi\theta B/\lambda} \quad (2.13)$$

où  $J_1$  est une *fonction de Bessel*.

Nous avons déjà vu (voir **Expérience de Young**) que le contraste des franges permet de mesurer la taille d'une source lumineuse. Pour une configuration donnée (base et distance à la source données), le contraste des franges sera plus faible pour une source lumineuse plus large. De même, le contraste diminue quand la base de l'interféromètre augmente.

Mais même si la source lumineuse est ponctuelle, on ne peut en pratique jamais obtenir un contraste parfait (maximal,  $V = 1$ ) des franges d'interférences, à cause d'effets instrumentaux et atmosphériques. Les mesures sont entachées d'erreurs de phase, de polarisation et d'intensité. Pour palier à ce problème, il faut donc utiliser des calibrateurs, ou sources de calibrations. Il s'agit d'étoiles simples, de diamètre connu, sur lesquelles on effectuera des mesures similaires à celles effectuées sur les cibles. La véritable visibilité de l'objet ciblé est alors définie comme la visibilité observée de cet objet, divisée par la visibilité observée du calibrateur.

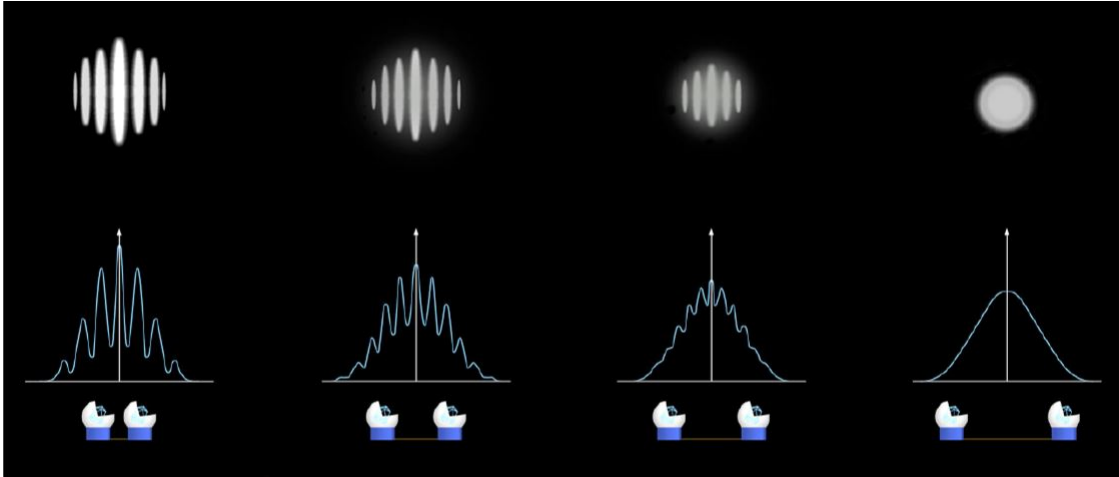


FIGURE 2.12 – Le contraste des franges diminue quand la base de l’interféromètre augmente. Crédit : Loicq et Defrère (2017)

## 2.2 L’interférométrie de *nulling*

L’interférométrie stellaire est une technique capable d’améliorer considérablement la résolution angulaire d’un instrument. Néanmoins, une autre difficulté reste majeure si l’on veut détecter des exoplanètes : il s’agit du contraste de luminosité entre l’exoplanète et son étoile hôte. Dans le but d’améliorer ce contraste, Bracewell proposa comme solution l’interférométrie de *nulling* (Bracewell 1978). On dénote ainsi par l’appellation *interféromètre de Bracewell*, un interféromètre de *nulling* à deux télescopes. L’interférométrie de *nulling* se différencie de l’interférométrie stellaire classique par le fait qu’un déphasage de  $\pi$  existe entre les deux faisceaux. Or, dans le cas d’un déphasage de  $\pi$  entre deux faisceaux lumineux, ceux-ci sont en opposition de phase et cela donne lieu à une interférence destructive totale. L’interférométrie de *nulling* produit une figure d’interférences appelée *carte de transmission* (voir Figure 2.13). Cette carte nous renseigne sur les photons qui sont récoltés et sur ceux qui ne le sont pas. De cette manière, on réduit fortement la lumière de l’étoile en faisant apparaître une frange sombre sur la ligne de visée liant l’étoile et l’observateur.

La combinaison des faisceaux ne peut se faire que de manière coaxiale afin d’éviter toute lumière stellaire parasite au niveau du détecteur. En effet, une combinaison multi-axiale des faisceaux lumineux produirait des franges d’interférence pour la lumière stellaire dans le plan focal, quelles que soient les phases du faisceau. La réponse de cet interféromètre sur le plan céleste (carte de transmission) est une série de franges sinusoïdales. À une distance angulaire  $\frac{\lambda}{2b}$  (où  $\lambda$  est la longueur d’onde et  $b$  est la base) de la ligne de visée (centrée sur l’étoile), l’interférence est constructive totale, le flux d’une exoplanète situé à cette position est donc totalement transmis. On peut donc ajuster la base de manière à ne détecter que la lumière provenant de l’exoplanète (notre cible).

En combinaison co-axiale, seules les intensités sont enregistrées. La réponse d’intensité d’un

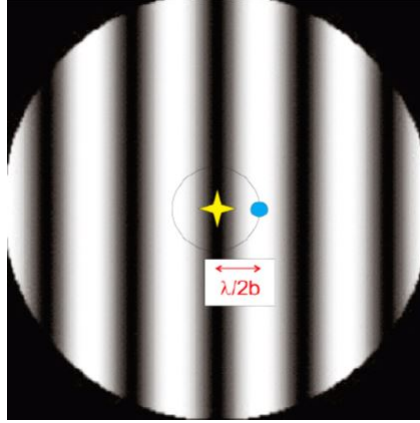


FIGURE 2.13 – Carte de transmission d'un interféromètre de Bracewell (réponse sur le plan céleste) - La carte de transmission agit comme une passoire à photons, elle montre les parties du champ de vue qui sont transmises (franges claires) et celles qui sont bloquées (franges sombres) par le processus d'interférence. Ici, on bloque la lumière de l'étoile pour mettre en évidence son compagnon.

Crédit : Loicq et Defrère (2017)

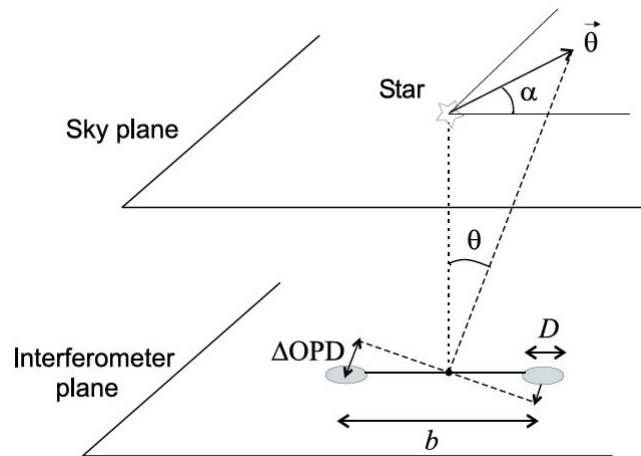


FIGURE 2.14 – Configuration géométrique de l'interféromètre et du système stellaire, où la ligne de visée est perpendiculaire au plan de l'interféromètre. Les deux coordonnées angulaires  $\theta$  et  $\alpha$  donnent la position de l'exoplanète dans le plan céleste par rapport à l'axe optique.

Crédit : (Absil 2006)

interféromètre  $R(\theta, \alpha)$  est donnée par l'équation (Lay 2004) :

$$R(\theta, \alpha) = 2 \sin^2 \left( \pi \cos(\alpha) \frac{b\theta}{\lambda} \right). \quad (2.14)$$

où  $\theta$  et  $\alpha$  donnent la position de l'exoplanète dans le plan céleste par rapport à l'axe optique, et  $\lambda$  est la longueur d'onde. On bloque la lumière de l'étoile et on détecte directement l'exoplanète.



### Geometric leakage

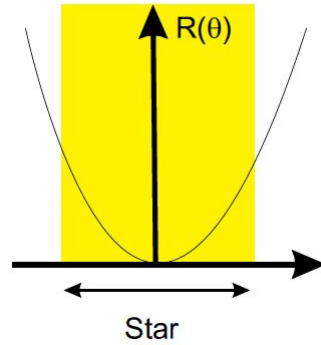


FIGURE 2.15 – *Fuite stellaire géométrique*  
Crédit : Lay (2004)

En astronomie, on a  $\theta$  très petit devant  $\frac{\lambda}{b}$ , d'où

$$R(\theta, \alpha) \approx 2 \left( \pi \cos(\alpha) \frac{b\theta}{\lambda} \right)^2. \quad (2.15)$$

La réponse d'un interféromètre de Bracewell est donc en  $\theta^2$ , ce qui signifie que seuls les objets se trouvant sur l'axe de visée sont éteints parfaitement, comme on peut le voir sur la carte de transmission. Il reste donc des traces du flux de l'étoile dans la carte de transmission, ce que l'on appelle la *fuite stellaire géométrique*. Celle-ci est due au fait que la source (ici, la photosphère stellaire) a une extension spatiale; elle survient donc même si l'étoile est parfaitement centrée sur l'axe optique. La *fuite stellaire géométrique* ne doit pas être confondue avec la *fuite stellaire instrumentale*; cette dernière inclut les erreurs de phase, de front d'onde, d'intensité et de polarisation liées à l'instrument (Lay 2004).

Le taux d'extinction  $N$ , ou rapport de *nulling*, ou *null*, est le rapport entre le flux de l'étoile transmis par l'interféromètre et le flux incident qui arrive sur les télescopes :

$$N = \left( \frac{\pi b \theta_*}{2\lambda} \right)^2 \quad (2.16)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $b$  est la base de l'interféromètre et  $\theta_*$  est le rayon angulaire de l'étoile (ou plus précisément de sa photosphère). Puisque pour un interféromètre de Bracewell, le signal enregistré dans la sortie constructive est approximativement égal au flux total collecté par les télescopes de l'interféromètre, le taux d'extinction est généralement aussi le rapport entre les flux stellaires dans les sorties destructive et constructive.

Toute l'idée de l'interférométrie de *nulling* repose sur le fait que l'on peut « éteindre » la lumière provenant de l'étoile en plaçant cette dernière sur une frange sombre, au centre de la carte de transmission, tout en récoltant les photons provenant de l'exoplanète en plaçant

cette dernière sur une frange claire. Notons que Bracewell émit aussi l'idée de faire tourner l'interféromètre<sup>1</sup> pour moduler le signal de l'exoplanète, de manière à corriger le signal du bruit de fond thermique comme par exemple la poussière exozodiacale.

---

1. La rotation se fait suivant l'axe de visée, entre les deux télescopes et à égales distances de ceux-ci.

## Chapitre 3

# État de l'art des interféromètres optiques

### 3.1 Les interféromètres au sol

Labeyrie (1975), avec son Interféromètre à 2 Télescopes (I2T) possédant une base de 12 mètres, atteint une résolution angulaire maximale de 5 mas dans le domaine visible. Les années 80-90 ouvrent la voie à la première génération d'interféromètres, comme le Grand Interféromètre à 2 Télescopes (GI2T) en 1895, le Sydney University Stellar Interferometer (SUSI) en 1992, ou encore l'Infrared-Optical Telescope Array (IOTA) en 1993. Ces informations sont plus développées dans (Absil et Mawet 2006).

À titre d'information, le GI2T est composé de deux télescopes de 1,5 m séparés d'une distance de 65 m, opérant dans le domaine visible avec un recombineur (REGAIN) qui inclue un spectrographe dont la résolution spectrale pouvait atteindre 30 000. Grâce à une grande résolution angulaire combinée à une grande résolution spectrale, cet interféromètre a permis d'étudier l'environnement circumstellaire d'étoiles chaudes actives ainsi que l'activité et le magnétisme stellaire.

L'interféromètre SUSI est très différent, celui-ci étant composé de 11 sidérostats de 20 cm ; la longueur potentielle de la base de SUSI peut atteindre les 640 m. Opérant dans le visible, cet interféromètre était principalement dédié aux mesures de paramètres stellaires fondamentaux, incluant les étoiles binaires.

L'IOTA voit le jour l'année d'après. Composé de trois sidérostats de 45 cm chacun, arrangés sur de courtes bases de moins de 40 mètres, IOTA a permis de mesurer les diamètres de Mira et d'étoiles supergéantes. Le succès est notamment dû à la combinaison FLUOR/IOTA. L'interféromètre IOTA a également amélioré ses capacités d'imagerie grâce à l'ajout d'un troisième télescope et du combineur IONIC utilisant l'optique intégrée.

Le Bracewell Infrared Nulling Cryosat (BLINC) est le premier interféromètre de *nulling* (Hinz *et al.* 2000). D'abord installé sur la version segmentée du Multi-Mirror Telescope (MMT)

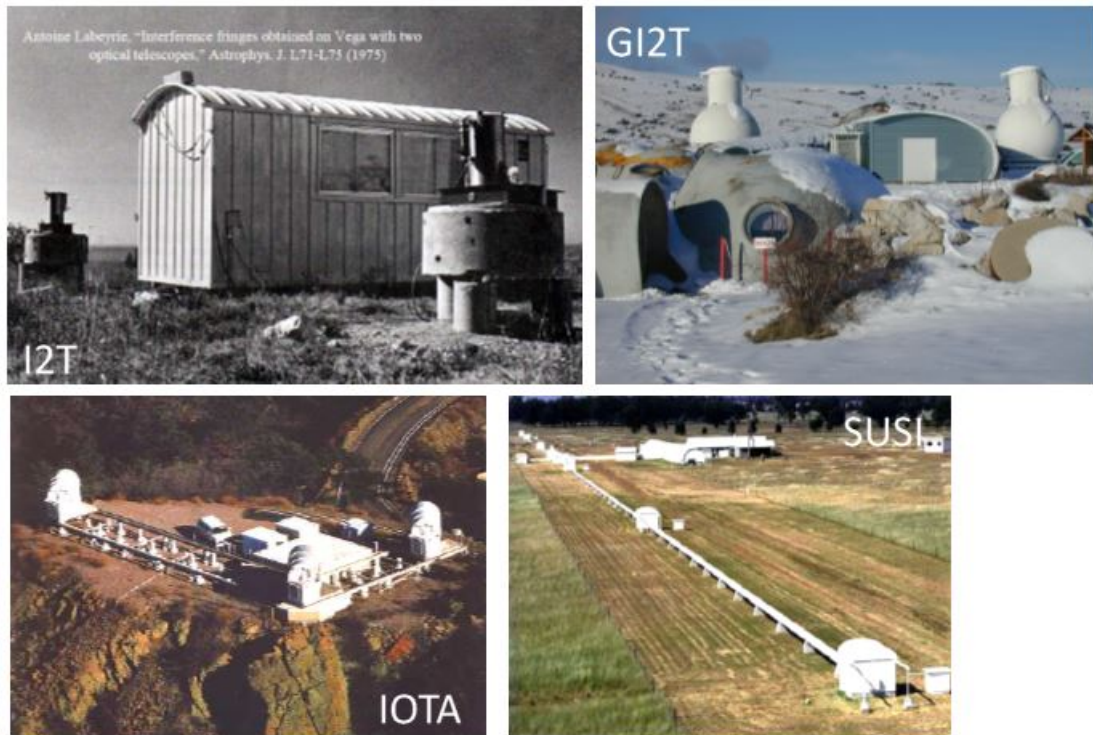


FIGURE 3.1 – *Interféromètres des années 80-90.*  
 Crédit : Surdej (2016)

en Arizona, sur le Mont Hopkins, BLINC utilisait les faisceaux lumineux provenant de deux des segments de 1,8 m, produisant ses premiers résultats scientifiques concernant les étoiles géantes. Une fois le MMT rénové en 1999, BLINC a été réinstallé sur le nouveau télescope monolithique de 6,5 m, utilisant les deux parties du miroir primaire du MMT pour créer un interféromètre avec deux sous-pupilles elliptiques de  $4,8 \times 2,5 \text{ m}^2$  et une base de 4 m. Ces deux sous-pupilles se chevauchent dans le plan pupille et pour créer des interférences destructives dans le plan image.

Grâce aux succès de ces interféromètres, l'interférométrie pour l'astrophysique a connu son essor au début des années 2000 avec de nouvelles structures interférométriques qui se distinguent des précédentes par leur plus grands télescopes, équipés d'optique adaptative dans le but de s'affranchir au mieux des turbulences atmosphériques pour fournir une image stable. La sensibilité, généralement basse pour les interféromètres, est ainsi considérablement améliorée, et permet l'étude d'objets extragalactiques.

En 2001, il y a le Keck Interferometer (KI). Basé au sommet de Mauna Kea à Hawaii, cet interféromètre financé par la NASA est composé de deux télescopes de 10 m. Ces miroirs sont en fait segmentés, composés de 36 réflecteurs hexagonaux. La base du KI étant de 85 m, la résolution spatiale est donc de 5 mas à une longueur d'onde de  $2,2 \mu\text{m}$ , et de 24 mas à  $10 \mu\text{m}$ . Sous sa version interférométrique de *nulling*, l'interféromètre prend le nom de Keck Interferometer Nuller (KIN).

L'un des interféromètres de la génération actuelle est le Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA), situé en Californie. L'usage scientifique de cet interféromètre a commencé en 2002, mais ce n'est qu'en 2004 qu'il est utilisé de manière régulière. Composé de six télescopes d'1 m arrangés dans une forme en Y, CHARA est un exemple d'interféromètre à longue base. La longueur maximale de la base est en effet de 330 m, ce qui correspond à une résolution angulaire de 0,3 mas dans le visible, et de 1 mas dans le proche infrarouge. Plusieurs recombineurs de faisceaux ont été utilisés sur CHARA : CHARA Classic, FLUOR, MIRC, VEGA et enfin PAVO.

En Arizona, il y a le Large Binocular Telescope (LBT) qui est l'un des plus récents interféromètres. Tout à fait unique en son genre, le LBT combine les faisceaux de deux télescopes de 8,4 mètres placés côte à côte sur une monture unique. Situé sur le mont Graham, en Arizona, le LBT a été inauguré en octobre 2004, mis en service un an plus tard, mais n'a été opérationnel que depuis la fin 2006, suite à l'achèvement des travaux. En juillet 2008, le LBT bénéficie d'un combineur de faisceaux interférométrique, le Large Binocular Telescope Interferometer (LBTI). Cet interféromètre peut opérer comme un interféromètre de Fizeau, ou comme un interféromètre de *nulling* avec une base de 14,4 m. La particularité du LBTI est qu'il n'a pas besoin de lignes à retard. Seuls quelques miroirs sont requis pour propager la lumière au combineur interférométrique. Le but principal du LBTI est l'étude de systèmes extrasolaires, et plus spécifiquement sur la caractérisation de la poussière exozodiacale autour d'étoiles proches (Ertel *et al.* 2018), ainsi que la détection directe de flux thermique émis par les exoplanètes géantes.

Enfin, le Very Large Telescope Interferometer (VLTI), construit en 2001, est encore utilisé de nos jours. Nous entrons ici dans ce qui se fait de mieux en interférométrie. Basé à l'Observatoire du Cerro Paranal, dans le désert d'Atacama, au Nord du Chili, le VLTI est composé de quatre réflecteurs de 8 m, nommés *Unit Telescopes*, et de quatre *Auxiliary Telescopes* de 1,8 m. La différence entre ces télescopes réside dans le fait que les *Unit Telescopes* ont des positions fixes, tandis que les *Auxiliary Telescopes* peuvent être positionnés sur 30 stations différentes, ce qui permet d'avoir des bases allant de 47 à 130 m avec les *Unit Telescopes*, et de 8 à 202 m avec les *Auxiliary Telescopes*. Aujourd'hui, le VLTI est compatible avec les instruments PIONIER, GRAVITY et MATISSE qui peuvent tous combiner quatre faisceaux lumineux.

On peut aussi noter le nouveau projet instrumental pour le VLTI, Hi-5, dont les principaux objectifs sont d'étudier, à contraste élevé et à haute résolution angulaire, les systèmes planétaires proches et les objets extragalactiques lumineux (AGN) dans les bandes L et M, c'est-à-dire de 3 à 5 microns (Defrère *et al.* 2018a,b).

## 3.2 Les projets d'interféromètres spatiaux

Plusieurs missions spatiales utilisant l'interférométrie ont été imaginées, mais aucune d'entre elles n'a malheureusement pu voir le jour. Ces missions ont toutes été annulées à cause du budget considérable et des défis technologiques qu'elles requéraient. En effet, le coût d'une mis-

sion spatiale est plus important que celui d'un interféromètre au sol, ce qui reste un argument pour éviter la construction de structures trop grandes destinées à être dans l'espace. De plus, la construction est beaucoup plus aisée au sol que dans l'espace, ce qui permet la construction de plus grandes structures que si celles-ci étaient envoyées dans l'espace ; on limite ainsi la taille des satellites.

Rappelons que le but de ce mémoire est d'imaginer une nouvelle mission spatiale, utilisant une petite plateforme de type PROBA dans le but d'effectuer de l'interférométrie de nulling pour la détection directe d'exoplanètes. Nous allons donc étudier les différentes missions spatiales utilisant l'interférométrie qui ont été imaginées, en nous concentrant particulièrement sur leur conception optique, ce qui nous permettra de poser les bases de notre travail.

### 3.2.1 Les missions Darwin et TPF-I

Mission ambitieuse de l'ESA, mais annulée en 2007 à cause de la difficulté de mettre en œuvre le vol en formation à l'époque, mais aussi et surtout pour des raisons budgétaires, Darwin était une mission dont les résultats auraient pu transcender tout ce qui a déjà été fait en matière de détection directe d'exoplanètes. Darwin consiste en un réseau de quatre satellites réalisant un vol en formation minutieux pour permettre de faire de l'interférométrie spatiale. Cette mission a pour but la détection et la caractérisation des exoplanètes. Une mission de cette ampleur aurait permis de détecter les biosignatures d'une exoplanète lointaine, permettant ainsi de découvrir des traces de vie si celles-ci seraient présentes. La mission tire son nom du célèbre biologiste Darwin, car l'intérêt de cette mission touche aussi à l'astrobiologie en plus de l'exoplanétologie, à travers la possibilité de détection de vie extraterrestre via les biosignatures.

Du côté de la NASA, une mission similaire à Darwin a été imaginée, utilisant aussi l'interférométrie grâce à des satellites en vol en formation. Cette mission est la version interférométrique de Terrestrial Planet Finder (qui existait aussi sous sa version coronographique, sous le nom de TPF-C).

La NASA et l'ESA ont finalement collaboré pour mettre ensemble ces deux concepts, ce qui a donné lieu à la mission Darwin/TPF-I, et au design final de cette mission : la configuration *Emma X-array* (voir Figure 3.2). Cette configuration fait intervenir cinq satellites : quatre collecteurs et un combineur de faisceaux.

### 3.2.2 La mission PEGASE

Précurseur de la mission Darwin/TPF, PEGASE était initialement proposé en 2004 comme démonstrateur technologique du vol en formation, dans le cadre d'appel d'idées de l'agence spatiale Française (CNES). Cette dernière a réalisé une étude en 2005 jusqu'à la phase 0 qui désigne la phase d'analyse et d'identification de la mission, où elle conclut que la mission était faisable selon un plan de développement de 8 à 9 ans (Le Duigou *et al.* 2006). La mission PEGASE n'a cependant pas été sélectionnée pour des causes budgétaires. Nous décrivons dans cette section

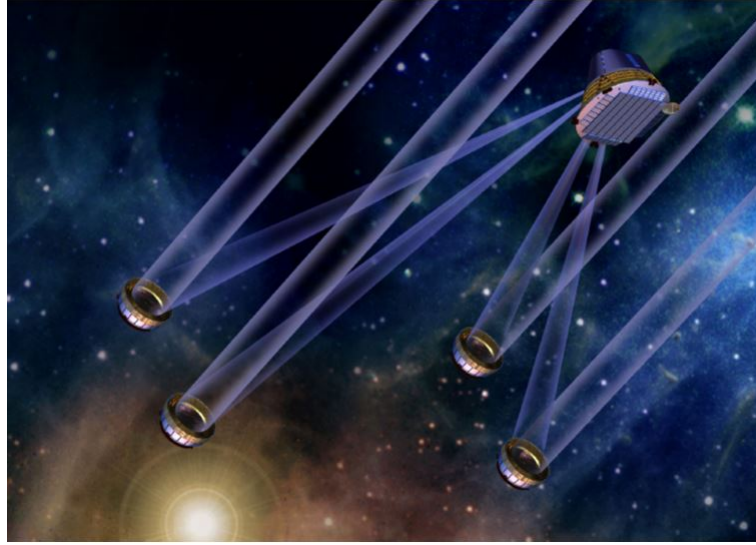


FIGURE 3.2 – Configuration Emma X-array de Darwin/TPF-I.  
Crédit image : ESA, du cours de Loicq et Defrère (2017)

les spécificités de la mission PEGASE.

Le concept de PEGASE est un interféromètre de Bracewell. Composé de deux télescopes de 40 cm de diamètre et d'un satellite servant à la combinaison des faisceaux, ceux-ci sont arrangés par vol en formation selon un cône de  $\pm 30^\circ$ , avec des bases allant de 40 à 500 m. De telles distances entre les télescopes permettent d'obtenir une résolution angulaire comprise entre 0,5 et 30 mas. Envoyé au point de Lagrange L2, cela permet un refroidissement passif; la température du satellite descend alors jusqu'à 90 K, et celle des optiques jusqu'à 55 K. PEGASE effectue des mesures de visibilité et de recombinaison en mode de *nulling* avec une résolution spectrale de 60.

Le design optique de PEGASE est le suivant :

- Pour chaque télescope, la lumière arrive sur un miroir plan incliné à  $45^\circ$  (M1).
- La lumière passe ensuite par les deux télescopes afocaux, composés de deux miroirs (M2 et M3), et dont le grossissement optique est de l'ordre de 20.
- La lumière arrive ensuite sur un petit miroir plan (M4) dirigeant les rayons vers la scène active qui, en combinaison avec M1, crée un déphaseur achromatique de  $\pi$  en utilisant l'inversion de champ par des réflexions.
- Un *Modified Mach Zehnder* (MMZ) est nécessaire pour assurer la combinaison des faisceaux. Selon la faisabilité du *coating*, un deuxième MMZ pourrait être nécessaire dans le but de couvrir la gamme complète de longueurs d'onde. Enfin, de petites paraboles hors-axe focalisent les quatre sorties du MMZ dans des fibres optiques monomodes. Selon la

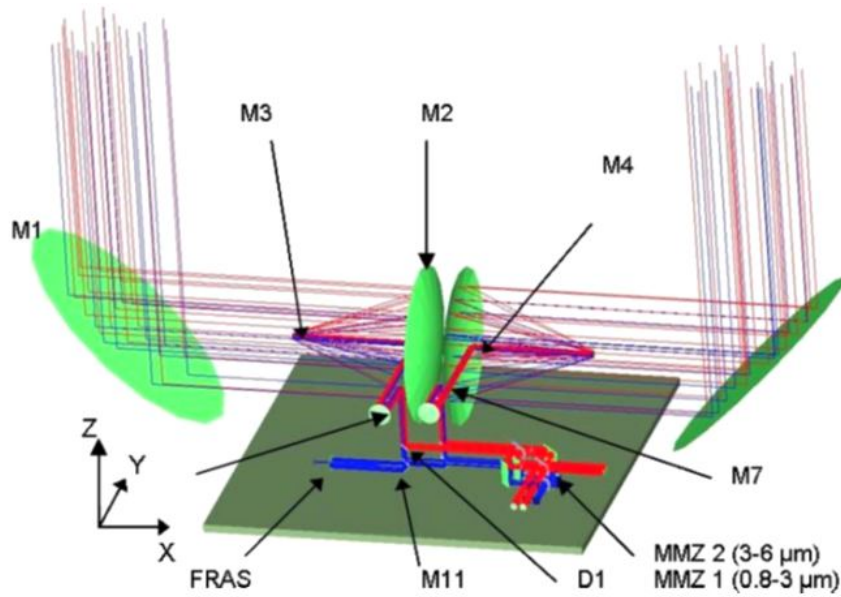


FIGURE 3.3 – *Dispositif optique de PEGASE. La lumière est récoltée par deux télescopes. Chacun possède un sidérostas M1 qui renvoie la lumière aux télescopes afocaux (composés de M2 et de M3). Le miroir M4 permet un déphasage achromatique de  $\pi$ . La lumière passe ensuite par un système de miroirs (MMZ) servant à combiner les faisceaux.*  
*Crédit : Ollivier et al. (2009)*

gamme spectrale, on utilisera plutôt une fibre en verre fluoré (pour une gamme spectrale de 1,5 à 3  $\mu\text{m}$ ) ou une fibre de verre de chalcogénure (pour une gamme spectrale de 3 à 6  $\mu\text{m}$ ).

### 3.2.3 La mission FKSI

FKSI est un concept interférométrique constitué de deux télescopes de 50 cm de diamètre reliés par une poutre de 12,5 mètres, qui constitue la base  $B$  de l'interféromètre. Opérant entre 3 et 8  $\mu\text{m}$ , la résolution angulaire  $\frac{\lambda}{2B}$  correspondante se situe donc entre 25 et 66 mas, et son pouvoir de résolution est de 20. Censé être envoyé au point de Lagrange L2 où il aurait été refroidi passivement jusqu'à 65 K, cette mission a toutefois été annulée tout comme ce fut le cas de la mission PEGASE.

De manière similaire à PEGASE, l'interféromètre FKSI utilise un combineur symétrique *Mach Zender*, où une fibre de verre ; servant de filtre modal entre 3 et 8  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde, est placée à chacune des deux sorties destructives du combineur de faisceaux. De fibres photoniques de cristal étaient également envisagées de manière à fournir une propagation monomode sur une plus large bande spectrale. À la sortie des fibres, la lumière est focalisée sur un détecteur refroidi à 35 K.



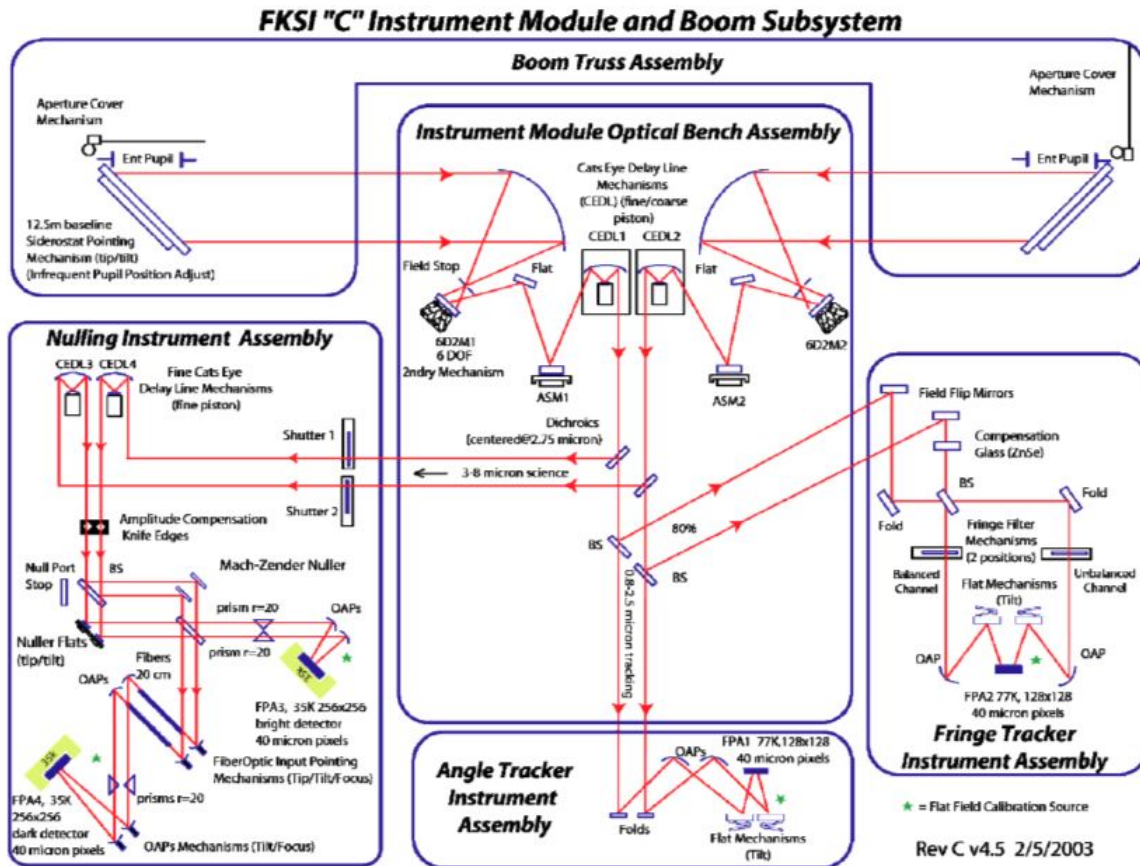


FIGURE 3.4 – Conception schématique de FKSI, comprenant la poutre, l'instrument et les sous-systèmes.

Crédit : Danchi et al. (2008)

### 3.2.4 Les projets PicSat et FIRST-S

Le projet PicSat a été conçu comme démonstrateur technologique pour de futures missions interférométriques (Nowak *et al.* 2017). Lancé le 14 janvier 2018, ce projet français, développé et construit au sein du pôle Haute-Résolution Angulaire en Astronomie du LESIA<sup>1</sup>, avait initialement pour but principal d'observer le transit planétaire de la jeune exoplanète Beta Pictoris b devant son étoile (Nowak *et al.* 2017). L'exoplanète étant jeune, la mission PicSat était d'un intérêt scientifique certain pour la compréhension de la formation des systèmes planétaires. PicSat ne répond malheureusement plus depuis le 20 mars 2018, après deux mois d'activité dans l'espace. Cette mission aura néanmoins prouvé qu'il était possible de lancer des missions spatiales à faible coût et dans un temps relativement court, puisque seulement 3 ans séparent l'idée du projet (fin 2014) du lancement de la mission. Dans notre étude, nous cherchons aussi à remplir ces objectifs. De plus, bien que la technique de détection soit différente, la simplicité de la charge utile de PicSat fut un bon début pour la conception de notre interféromètre. Utilisant des composants comme la fibre optique et une platine piezo-électrique qui pourraient être utiles dans

1. Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation pour l'Astrophysique, laboratoire faisant partie de l'Observatoire de Paris.

la conception de notre instrument, il serait en principe possible de disposer de deux télescopes semblables à celui de PicSat mais dont les fibres optiques de chaque télescope se rejoindraient dans un combineur de faisceaux. Pour comprendre cela, nous allons maintenant décrire en détails la charge utile de PicSat.

Ayant pour but l'observation du transit de Beta Pictoris b devant son étoile, l'instrument scientifique de PicSat est un photomètre à relativement haute précision, constitué d'un petit télescope de 5 cm de diamètre et qui renvoie la lumière collectée des étoiles vers une fibre optique monomode, permettant de filtrer la lumière pour éviter que de la lumière parasite ne vienne entacher les mesures de luminosité (voir Figure 3.5). Très petite, la fibre optique est reliée à un détecteur particulier, une photodiode à avalanche, comptant les photons lui arrivant individuellement. La difficulté de ce design réside dans la très petite taille du cœur de la fibre ; à peu près 3 micromètres de diamètre, ce qui rend très difficile l'injection de la lumière de l'étoile cible dans le cœur de la fibre. Il serait en effet trop ardu de garder le télescope parfaitement en face de l'étoile, à la seconde d'angle. Cette tâche est réalisée grâce à une petite platine piézo-électrique sur laquelle est placée la fibre optique, qui permet d'obtenir un pointage excellent en déplaçant légèrement la fibre pour que celle-ci reste alignée avec l'étoile cible. L'utilisation d'une fibre optique monomode placée sur une platine piézo-électrique est la première chose dont nous pouvons nous inspirer pour notre étude. Bien que la sortie de la fibre sera différente, étant donné que nous souhaitons faire de l'interférométrie, l'injection dans la fibre pourrait être réalisée de manière semblable à celle du projet PicSat.

L'autre particularité de PicSat qui nous intéresse est sa configuration compacte, l'instrument devant pouvoir rentrer dans une unité au format CubeSat 1U. La configuration optique du télescope de PicSat est la suivante : le miroir primaire est une parabole hors-axe de 5 cm de diamètre ; ce miroir collecte la lumière de l'étoile et la focalise vers un miroir secondaire, plan, permettant de replier les faisceaux lumineux et de les faire converger vers la fibre optique monomode, située dans le plan focal du télescope. La longueur focale est de 13,5 cm, mais le trajet des faisceaux étant replié, l'instrument complet rentre aisément dans une unité de CubeSat (voir Figure 3.6).

Le désavantage d'un tel design est que l'utilisation d'une parabole hors-axe rend le système particulièrement sensible aux défauts d'alignement. La cible doit être parfaitement centrée et les miroirs doivent être parfaitement alignés, pour éviter que la qualité optique du système ne se dégrade rapidement. Un système d'ajustement a donc été monté sur le support du miroir secondaire dans le but d'éviter que le système ne se désaligne au moment du lancement ou une fois dans l'espace.

Le projet PicSat est une première étape vers le projet Fibered Imager for a Single Telescope (FIRST) (LESIA 2015). Aujourd'hui connu sous le nom de FIRST-S, celui-ci est un projet de CubeSat portant un interféromètre, dont le principe est d'utiliser des fibres monomodes pour

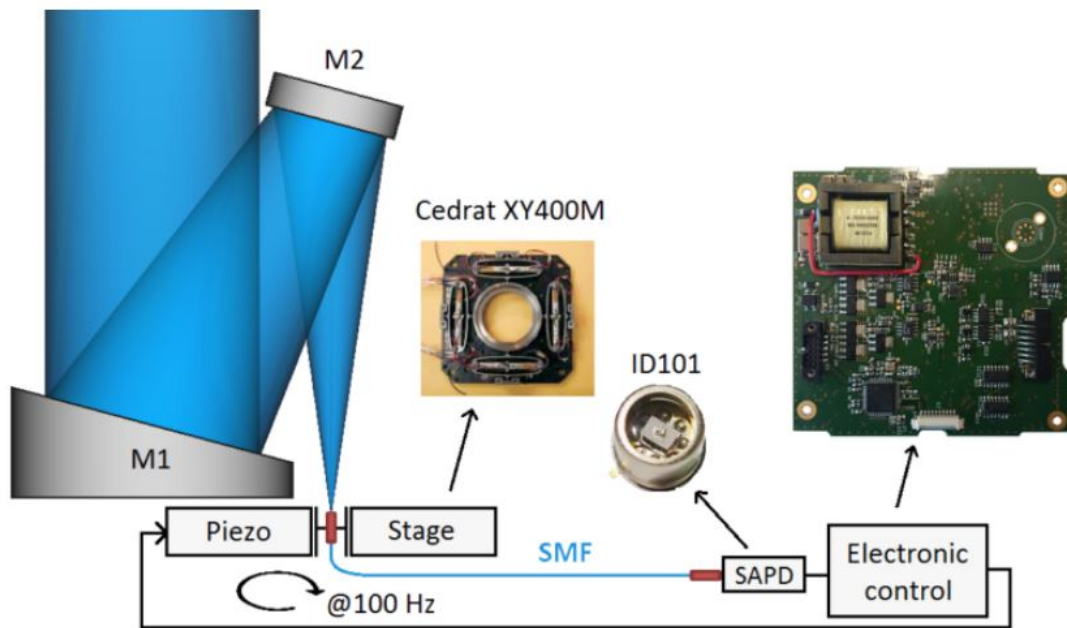


FIGURE 3.5 – *Disposition optique de PicSat. La lumière est collectée par la parabole hors-axe M1 qui renvoie les rayons vers le miroir plan M2, focalisant les rayons sur la tête de la fibre optique. Cette dernière utilise un piezo-électrique pour s’assurer de la précision du pointage. Les photons sont ensuite transmis à la photodiode à avalanche (SAPD) qui convertit le signal lumineux en signal électrique.*

*Crédit : Nowak et al. (2017)*

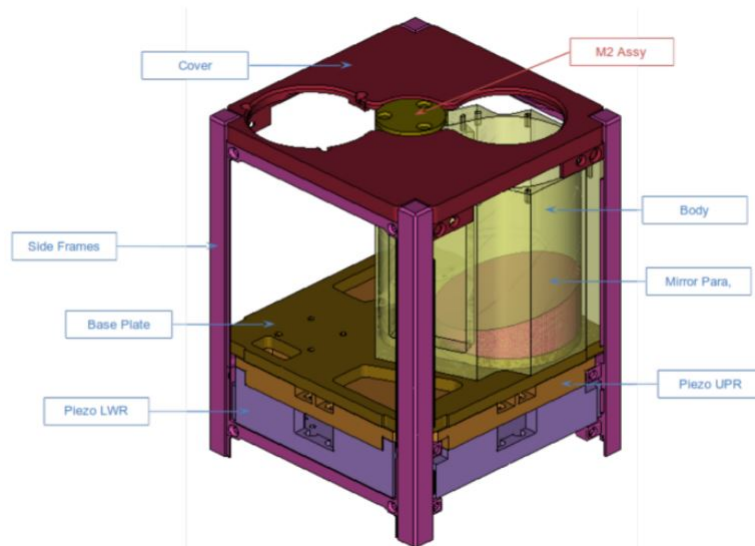


FIGURE 3.6 – *Instrument complet de PicSat tenant dans une unité de CubeSat 1U. PicSat est un CubeSat 3U, les deux autres unités servant au système de communication, à la gestion des commandes, des données et de l’alimentation.*

*Crédit : Nowak et al. (2017)*

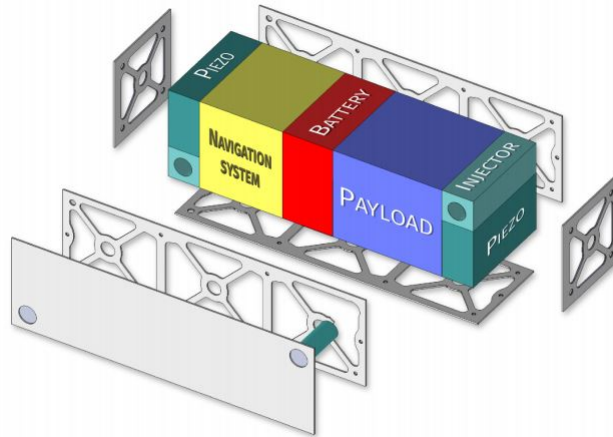


FIGURE 3.7 – Ancien design du CubeSat FIRST-S, dans sa version 3U.  
Crédit : Lacour et al. (2014)

la combinaison des faisceaux. L'objectif scientifique de la mission serait la détection dans le visible de poussière exozodiacale dans la zone habitable des étoiles proches, mais la détection d'exoplanètes fait aussi partie de ses objectifs scientifiques.

À l'origine, FIRST-S devait être un CubeSat 3U, et devait ressembler à ce qui est illustré à la Figure 3.7. Après le lancement de PicSat en janvier 2018, le projet FIRST-S est de nouveau d'actualité mais cette fois, avec un CubeSat 6U. Nous avons récemment contribué à ce projet via le travail effectué dans ce mémoire. L'étude est présentée dans la section 4.4.

### 3.2.5 Autres concepts de missions spatiales interférométriques

D'autres missions pour l'interférométrie spatiale ont été imaginées. Ces missions ont été pensées comme des précurseurs à la mission Darwin. Dans cette section, nous passons en revue les différents concepts d'interférométrie spatiale et nous nous intéressons à leur statut. Cette section se base en grande partie sur l'article de Rinehart *et al.* (2016b) dans lequel ont été synthétisées ces différentes missions.

Un grand nombre de missions interférométriques ont été étudiées durant les dernières décennies. Toutefois, aucune d'entre elles n'a été entièrement implémentée. Citons d'abord brièvement les missions qui ont été abandonnées :

- **Space Interferometry Mission (SIM)** était une mission interférométrique de la NASA qui avait pour but la détection d'exoplanètes de la taille de la Terre situées dans la zone habitable de leur système solaire, par astrométrie (Marr 2003). La mission a été étudiée entre 1997 et 2007. Elle devait être lancée au cours de la décennie 2010 mais a finalement été annulée fin 2010.
- **Space Infrared Interferometric Telescope (SPIRIT)** est un autre concept de mis-

sion interférométrique de la NASA. Il a d'abord été étudié de manière informelle en 2002, puis officiellement en 2004 et 2005. Il consiste en un interféromètre de plus ou moins 36 mètres, avec une structure connectée (Leisawitz *et al.* 2007). Le résolution angulaire de SPIRIT aurait été environ 25 fois meilleure que celle du télescope spatial de la NASA *Herschel*.

- **Far-InfraRed Interferometer (FIRI)** est un concept interférométrique similaire à celui de SPIRIT, mais cette fois étudié par l'ESA de 2013 à 2015, bien qu'une étude détaillée de ce concept existait déjà depuis 2006. Opérant dans l'infrarouge lointain, cet interféromètre aurait été constitué de deux télescopes d'environ 1,5 m de diamètre, séparés d'une base d'environ 30 mètres (Helmich et Ivison 2009).
- **Submillimeter Probe of the Evolution of Cosmic Structure (SPECS)**, étudié par la NASA en 2004 et 2005, est un concept d'interféromètre spectro-imageur opérant dans l'infrarouge lointain, utilisant le vol en formation pour atteindre une base de l'ordre du kilomètre (Carpenter *et al.* 2009).
- **Stellar Imager (SI)** est un autre concept étudié par la NASA en 2004 et 2005. Il devait être un interféromètre spatial, opérant du visible au domaine ultraviolet. Il devait être composé de 10 télescopes ou plus d'un mètre de diamètre, avec une base maximale de 500 mètres (Wild *et al.* 2006). Il était destiné à imager les étoiles et les binaires de manière à en apprendre plus sur leurs paramètres astrophysiques, comme par exemple leur activité magnétique.
- **ESPRIT** est un concept d'interféromètre opérant dans l'infrarouge lointain, utilisant le vol en formation, composé de 6 à 8 télescopes d'environ 3,5 mètres chacun, et dont les bases pourraient faire entre 10 et 1000 mètres (Wild *et al.* 2006). Le concept avait pour ambition de répondre à des questions astrophysiques comme la naissance des étoiles et des planètes. L'étude a été menée de 2006 à 2008.

D'autres missions sont encore en cours d'étude, comme Far-InfraRed Surveyor (FIRS), Balloon Experimental Twin Telescope for Infrared Interferometer (BETTII) (Rinehart *et al.* 2014), Space High Angular Resolution Probe for the InfraRed (SHARP-IR) (Rinehart *et al.* 2016a) et Wide-field Imaging Interferometric Testbed (WITT) (Leisawitz *et al.* 2012).

### 3.3 En résumé

L'interférométrie a fait l'objet de beaucoup d'études au cours des dernières décennies. Bien que l'interférométrie au sol se soit développée, les concepts de missions spatiales interférométriques se succèdent, sans jamais aboutir au lancement de la mission. Plusieurs raisons à cela, comme le coût important d'une mission spatiale, ou les technologies qui doivent encore être améliorées.

Pour ce mémoire, nous allons développer un concept de nouvelle mission spatiale interférométrique. La mission visée est de type *PROBA*, et a pour objectif scientifique la détection d'exoplanètes autour des étoiles du système Alpha Centauri. Dans le prochain chapitre, nous effectuerons des simulations afin de connaître les dimensions d'un tel interféromètre, en fonction de paramètres encore inconnus, comme par exemple la longueur d'onde d'observation. Nous réaliserons donc des simulations pour trois longueurs d'onde différentes : le visible (autour de 550 nm), l'infrarouge proche (autour de 3 microns) et l'infrarouge moyen (autour de 10 microns)<sup>2</sup>.

---

2. Les définitions pour l'infrarouge proche et l'infrarouge moyen diffèrent selon les sources. En optique spatiale, comme par exemple dans le cas d'une mission d'observation de la Terre, 3 microns fait plutôt référence à l'infrarouge moyen alors que 10 microns est typique de l'infrarouge thermique. Dans la suite de ce mémoire, nous considérons que l'infrarouge proche fait référence à 3 microns, et que l'infrarouge moyen fait référence à 10 microns, comme il est de coutume en astrophysique.

## Chapitre 4

# Étude du cas scientifique par simulations numériques

### 4.1 Introduction

À travers ce chapitre, nous allons réaliser les simulations qui détermineront le nombre d'exoplanètes détectables par un interféromètre spatial selon les paramètres astrophysiques (la température de l'étoile cible, sa distance à l'observateur...) ainsi que les paramètres instrumentaux de l'interféromètre (la longueur d'onde d'observation, le temps d'intégration, la base interférométrique, le diamètre de ses télescopes...).

Le but de cette partie est de déterminer ce que l'on pourrait détecter comme exoplanètes autour des étoiles du système Alpha Centauri avec un interféromètre spatial de petite taille. Il s'agit donc d'étudier le cas scientifique d'un tel interféromètre via des simulations numériques. Le système Alpha Centauri est composé des étoiles Alpha Cen A, Alpha Cen B et Proxima Cen. Puisque c'est le système stellaire le plus proche du système Solaire, il constitue une cible de choix pour le développement d'une mission spatiale interférométrique sur une petite plateforme.

### 4.2 Simulations des paramètres astrophysiques

La première partie de nos simulations consiste à simuler les paramètres astrophysiques de notre cas scientifique. Nous simulerons des exoplanètes fictives en nous basant sur les données empiriques récoltées par le satellite *Kepler* de la NASA. Pour chacune de ces exoplanètes, nous calculerons leur flux et leur séparation angulaire. Pour les calculer, nous aurons d'abord besoin de réaliser des simulations sur les rayons et les périodes orbitales pour des exoplanètes fictives autour des étoiles du système Alpha Centauri. Nous nous intéresserons aux paramètres instrumentaux dans la deuxième partie de ces simulations.

### 4.2.1 Flux des exoplanètes

Pour commencer, supposons le rayon de l'exoplanète et sa période orbitale connus, nous pouvons alors calculer le flux reçu de l'étoile par l'exoplanète. Pour cela, on fait l'approximation de considérer les astres comme des corps noirs. En utilisant la loi de corps noir, nous pouvons ainsi exprimer le flux de l'étoile, et faire de même pour le flux de l'exoplanète. Ce dernier est la somme du flux thermique de l'exoplanète (flux calculé sur base de la température effective de l'exoplanète) et du flux stellaire réfléchi par l'exoplanète (dépendant alors de l'albédo de l'exoplanète, inconnu et que nous fixons à 0,3 comme pour la Terre). Pour chaque exoplanète, nous avons ainsi le flux reçu (à une longueur d'onde donnée) et la séparation angulaire à l'étoile. Nous pouvons aussi en déduire le contraste de l'exoplanète à l'étoile en divisant le flux de l'exoplanète par le flux de son étoile hôte. Ce contraste va fortement varier selon la longueur d'onde.

Puisque le flux d'une exoplanète dépend entre autres de l'étoile autour de laquelle elle orbite, nous commençons par calculer le flux de nos étoiles d'intérêt : Alpha Centauri A, Alpha Centauri B et Proxima Centauri. Pour une fréquence  $\nu$ , la loi de Planck définit le flux de l'étoile comme suit :

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp[h\nu/(kT)] - 1}$$

où  $B_\nu$  est la puissance émise par unité de surface, par stéradian, par intervalle de fréquence. Le flux est donc ici émis en  $Wm^{-2}sr^{-1}Hz^{-1}$ . En multipliant  $B_\nu$  par l'angle solide sous lequel l'étoile est vue, on obtient des  $Wm^{-2}Hz^{-1}$ . On exprime ce flux en Jy en multipliant par un facteur  $10^{26}$ .

Le tableau suivant présente les valeurs en Jy pour la densité de flux selon l'étoile et selon la longueur d'onde d'observation :

TABLE 4.1 – Valeurs de densité de flux en Jy (calculées), de magnitude apparente et de magnitude absolue (Benedict *et al.* 1999; Ducati 2002; Jao *et al.* 2014), pour les étoiles du système Alpha Centauri, selon la longueur d'onde d'observation.

	Flux [Jy]			Magnitude apparente	Magnitude absolue
	Visible	NIR	MIR	Visible	Visible
Alpha Cen A	3666	1580	195	0,01	4,38
Alpha Cen B	1142	678	86,7	1,33	5,71
Proxima Cen	0,8	7	1,2	11,13	15,60

De la même manière que Kammerer et Quanz (2018), nous supposons que l'exoplanète émet comme un corps noir de température effective  $T_{eff,p}$  ; le flux thermique d'une exoplanète  $F_{therm,p}$  sera calculé de la même manière que le flux de l'étoile, mais pour une température effective qui sera égale à sa température d'équilibre. La température effective de l'exoplanète est la température d'un corps noir qui émettrait la même quantité totale de rayonnement électromagnétique, tandis que la température d'équilibre d'une exoplanète est définie comme sa température théorique si elle était un corps noir dont la seule source de chaleur serait son



étoile parente. Cette dernière est calculée via la relation suivante (Kammerer et Quanz 2018) :

$$T_{eff,p} = T_{eq,p} = \left[ \frac{R_*^2(1 - A_B)}{4r_p^2} \right]^{\frac{1}{4}} T_{eff,*} \quad (4.1)$$

où  $A_B$  est l'albédo de Bond (mesure de la fraction totale d'énergie électromagnétique réfléchie),  $R_*$  est le rayon de l'étoile hôte,  $r_p$  est la séparation physique entre l'exoplanète et son étoile hôte, et  $T_{eff,*}$  est la température effective de l'étoile hôte.

Le flux réfléchi se calcule selon la relation (Kammerer et Quanz 2018) :

$$F_{refl,p} = A_g f(\alpha) \frac{R_p^2}{d^2} F_{inc,*} \quad (4.2)$$

où  $f(\alpha)$  est la courbe de phase de l'exoplanète (représentant les variations de luminosité de l'exoplanète au cours de sa révolution autour de l'étoile),  $A_g$  est l'albédo géométrique (rapport de la lumière réfléchie vers l'observateur d'une planète en pleine phase, à celle que la planète reçoit de son étoile hôte),  $d$  est la distance à la Terre et  $F_{inc,*}$  est le flux incident de l'étoile hôte qui arrive sur l'exoplanète<sup>1</sup>. Les flux pouvant être calculés pour une exoplanète et pour son étoile hôte, le contraste entre les deux sera donné par la division du premier par le second. Le contraste dépend de la longueur d'onde ; le contraste entre la Terre et le Soleil est ainsi de  $10^{-10}$  dans le visible et de  $10^{-7}$  dans l'infrarouge moyen, ce dernier étant plus favorable pour la détection. Les flux d'Alpha Centauri A et B étant sensiblement semblables, les résultats qui seront obtenus pour Alpha Centauri A seront similaires pour Alpha Centauri B. Nous ne montrerons donc plus que les résultats pour Alpha Centauri A et pour Proxima Centauri dans la suite de ce mémoire.

En utilisant les équations 4.1 et 4.2, nous pouvons déjà calculer les flux d'exoplanètes pour quelques cas fictifs arbitraires, comme par exemple le système Solaire situé à 1,34 pc (voir Figure 4.1). On montre ainsi que pour une observation à  $10 \mu\text{m}$ , une base de 1,5 m serait nécessaire pour détecter la Terre en orbite autour du Soleil, si ce dernier se trouvait à une distance de 1,34 pc de l'observateur. La résolution étant d'autant plus fine que la base est grande et que la longueur d'onde d'observation est courte, une observation à de plus courtes longueurs d'onde demanderait une plus petite base pour obtenir les mêmes performances que précédemment.

De manière à mettre en évidence les dépendances du flux avec le rayon de l'exoplanète et sa période orbitale, les Figures 4.2 et 4.3 illustrent les simulations des flux pour des exoplanètes dont le rayon est compris entre 1 et 5 rayons terrestres, pour des périodes orbitales allant de 1 à 85 jours. On montre ainsi qu'en visible, le flux reçu suit une loi en  $1/d^2$  où  $d$  est la distance entre l'exoplanète et son étoile hôte, car le flux réfléchi par l'exoplanète est dominant sur son flux thermique. Pour les exoplanètes autour d'Alpha Centauri A, on montre clairement que le flux diminue moins vite avec la période aux plus grandes longueurs d'onde. Cela s'explique par le fait

---

1. Kammerer et Quanz (2018) supposent une diffusion lambertienne et les étoiles hôtes comme des corps noirs sphériques, à la manière de Seager (2010).

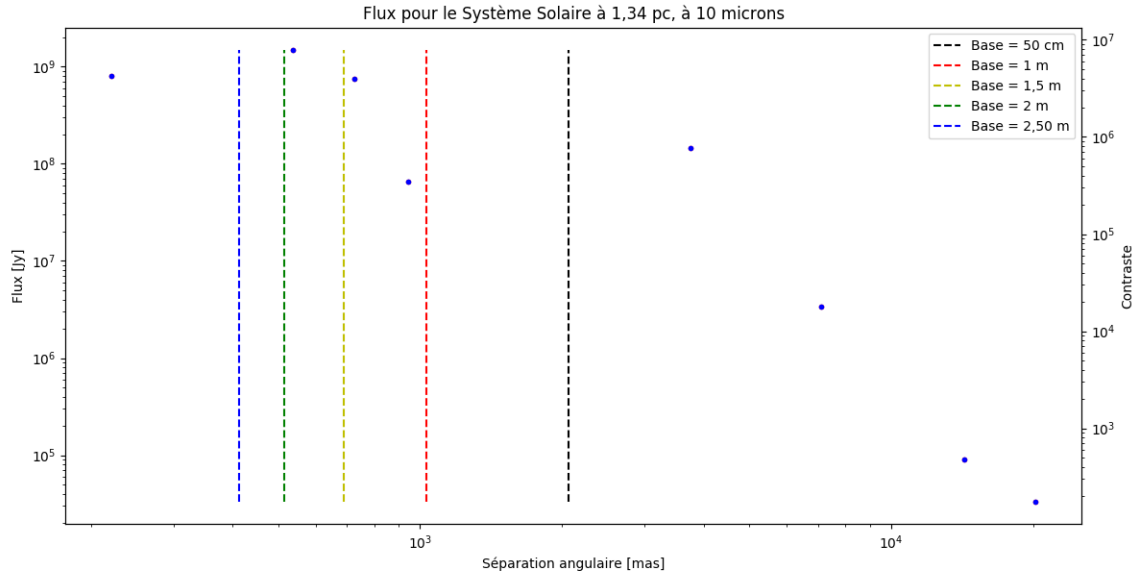


FIGURE 4.1 – Flux, pour une observation à 10 microns, pour les planètes du système Solaire en orbite autour du Soleil, s’il était situé à une distance de 1,34 pc de l’observateur. Les 8 points représentent, de gauche à droite, les planètes Mercure, Vénus, Terre, Mars, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. La résolution angulaire d’un interféromètre s’améliore avec la base (voir équation 2.2). Les 5 barres montrent ce qui est possible d’observer respectivement avec une base de 50 cm, 1 m, 1,5 m, 2 m et 2,5 m. Pour une base donnée, les planètes qu’il est possible de détecter se trouvent à la droite de chaque barre.

que le flux thermique est de moins en moins négligeable aux plus grande longueurs d’onde, ce qui ajoute un terme considérable au flux total de l’exoplanète. Cette tendance est plus marquée pour Alpha Centauri A que pour Proxima Centauri en raison de la courte période qui a été simulée. Les exoplanètes étant très proches de l’étoile Alpha Centauri, elles ont une température effective très grande et donc un flux thermique plus important dans l’infrarouge thermique.

De manière similaire, les Figures 4.4 et 4.5 font varier le rayon de 1 à 5 rayons terrestres, et illustrent 5 courbes pour des périodes orbitales de 10, 20, 30, 40 et 50 jours. Ici encore, le domaine visible montre que le flux réfléchi de l’exoplanète domine le flux thermique, en montrant que pour une même période orbitale, le flux total d’une exoplanète suit une loi en  $R^2$  où  $R$  est le rayon de l’exoplanète considérée.

#### 4.2.2 Simulations de Monte-Carlo pour les rayons et périodes orbitales d’exoplanètes

Le but étant d’estimer le nombre d’exoplanètes qu’on pourrait détecter avec notre interféromètre, nous générons d’abord  $N$  exoplanètes « fictives » autour d’Alpha Centauri A et Proxima Centauri. Pour cela, nous utilisons les données du satellite *Kepler* pour nos simulations de Monte-Carlo. Fressin *et al.* (2013) ont établi les statistiques d’occurrence des exoplanètes selon les

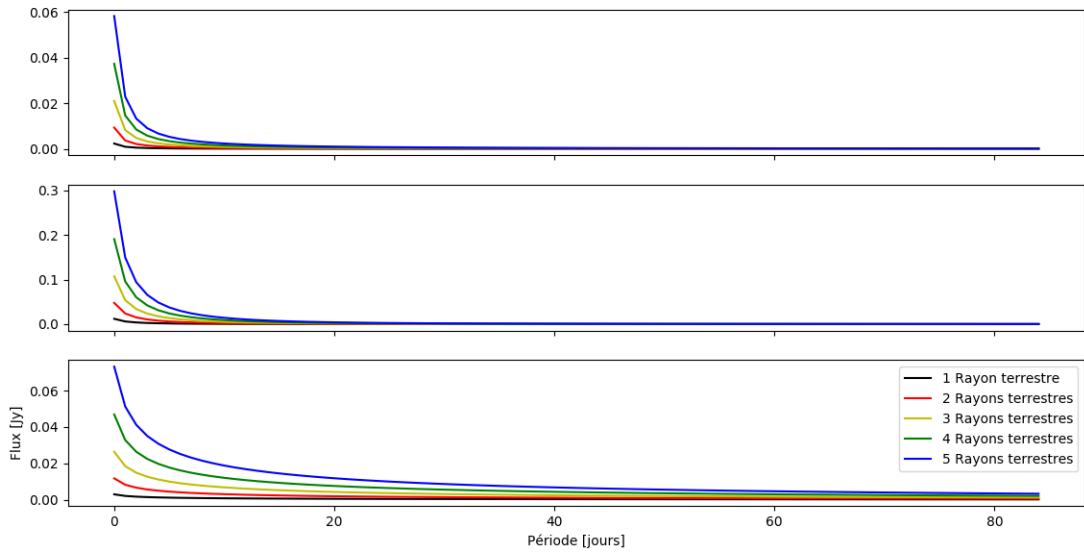


FIGURE 4.2 – Flux reçu pour des exoplanètes autour d’Alpha Centauri A en fonction de leur période orbitale. Pour chaque période orbitale allant de 1 à 85 jours, les flux sont calculés pour des exoplanètes de rayon allant de 1 à 5 rayons terrestres. Les 3 graphiques montrent respectivement de haut en bas les cas pour des observations à 550 nm, 3 microns et 10 microns.

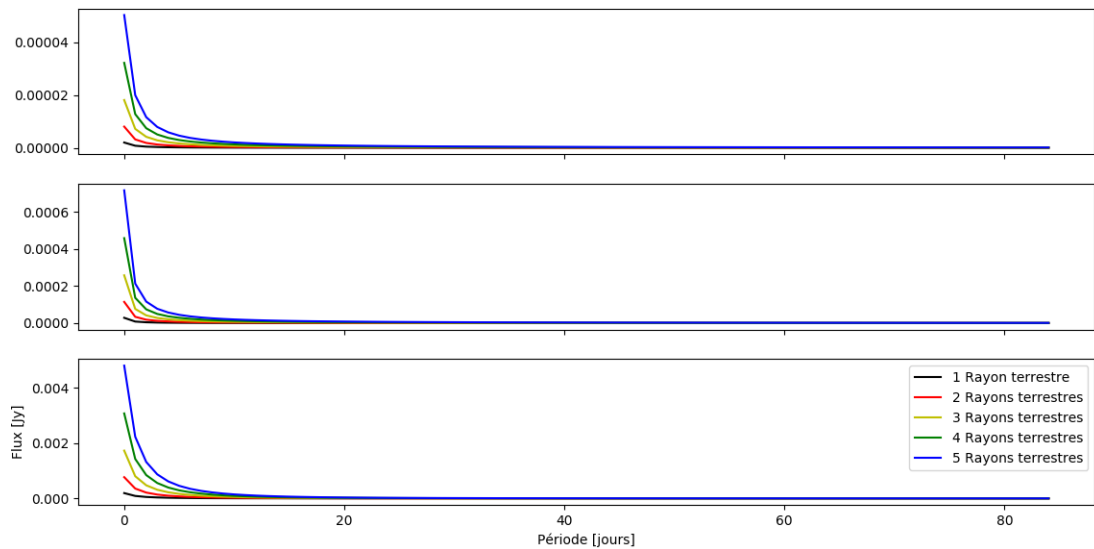


FIGURE 4.3 – Flux reçu pour des exoplanètes autour de Proxima Centauri en fonction de leur période orbitale. Pour chaque période orbitale allant de 1 à 85 jours, les flux sont calculés pour des exoplanètes de rayon allant de 1 à 5 rayons terrestres. Les 3 graphiques montrent respectivement de haut en bas les cas pour des observations à 550 nm, 3 microns et 10 microns.

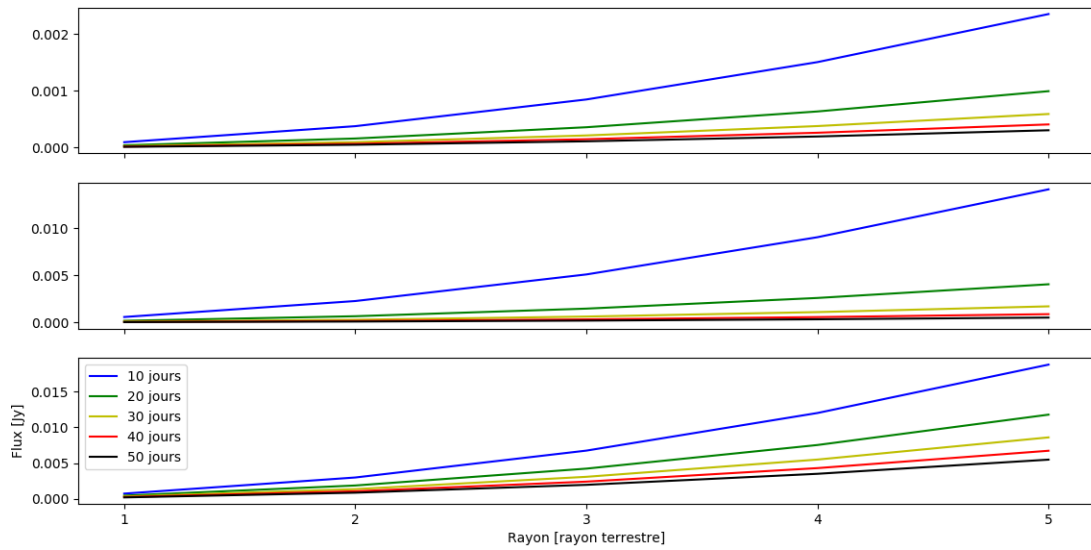


FIGURE 4.4 – Flux reçu pour des exoplanètes autour d’Alpha Centauri A en fonction de leur rayon. Pour chaque rayon allant de 1 à 5 rayons terrestres, les flux d’exoplanètes sont calculés pour des périodes orbitales allant de 10 à 50 jours, par pas de 10 jours. Les 3 graphiques montrent respectivement de haut en bas les cas pour des observations à 550 nm, 3 microns et 10 microns.

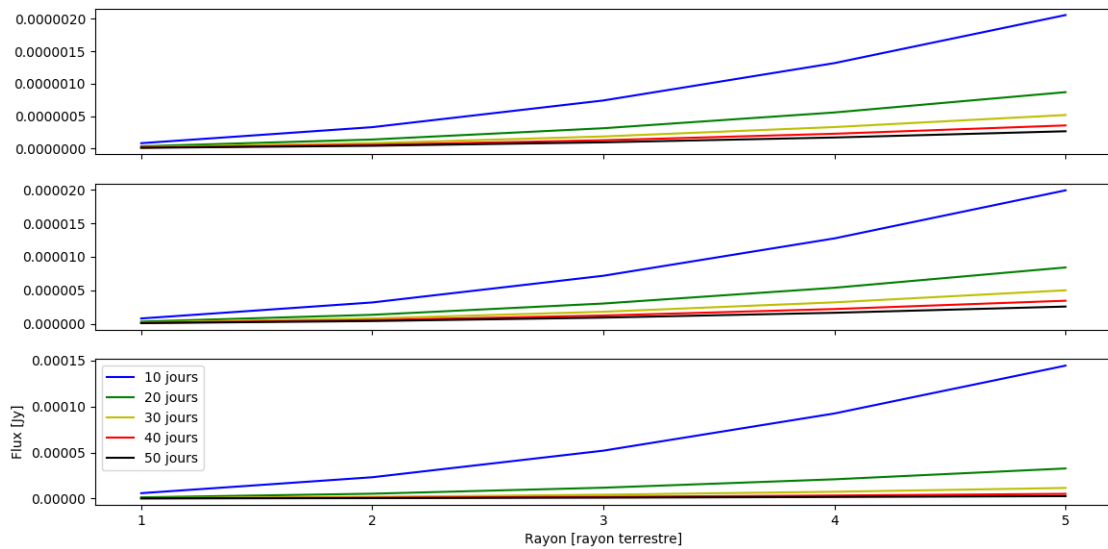


FIGURE 4.5 – Flux reçu pour des exoplanètes autour de Proxima Centauri en fonction de leur rayon. Pour chaque rayon allant de 1 à 5 rayons terrestres, les flux d’exoplanètes sont calculés pour des périodes orbitales allant de 10 à 50 jours, par pas de 10 jours. Les 3 graphiques montrent respectivement de haut en bas les cas pour des observations à 550 nm, 3 microns et 10 microns.

Class	Period Range (days)										
	0.8– 2.0	2.0– 3.4	3.4– 5.9	5.9– 10	10– 17	17– 29	29– 50	50– 85	85– 145	145– 245	245– 418 <sup>a</sup>
Giants	0.015	0.067	0.17	0.18	0.27	0.23	0.35	0.71	1.25	0.94	1.05
	±0.007	±0.018	±0.03	±0.04	±0.06	±0.06	±0.10	±0.17	±0.29	±0.28	±0.30
Large Neptunes	0.004	0.006	0.11	0.091	0.29	0.32	0.49	0.66	0.43	0.53	0.24
	±0.003	±0.006	±0.03	±0.030	±0.07	±0.08	±0.12	±0.16	±0.17	±0.21	±0.15
Small Neptunes	0.035	0.18	0.73	1.93	3.67	5.29	6.45	5.25	4.31	3.09	...
	±0.011	±0.03	±0.09	±0.19	±0.39	±0.64	±1.01	±1.05	±1.03	±0.90	...
Super-Earths	0.17	0.74	1.49	2.90	4.30	4.49	5.29	3.66	6.54	...	...
	±0.03	±0.13	±0.23	±0.56	±0.73	±1.00	±1.48	±1.21	±2.20	...	...
Earths	0.18	0.61	1.72	2.70	2.70	2.93	4.08	3.46	...	...	...
	±0.04	±0.15	±0.43	±0.60	±0.83	±1.05	±1.88	±2.81	...	...	...
Total	0.41	1.60	4.22	7.79	11.2	13.3	16.7	13.7	...	...	...
	±0.05	±0.20	±0.50	±0.85	±1.2	±1.6	±2.6	±3.2	...	...	...

TABLE 4.2 – *Statistiques d’occurrence d’exoplanètes par période pour chaque classe de planète. La première ligne de chaque groupe représente les occurrences des planètes (en pourcentage), et la deuxième ligne donne leurs barres d’erreur. Les champs vides pour les plus petites planètes se produisent lorsque les résultats de Kepler sont insuffisants pour fournir une estimation. Crédit : Fressin et al. (2013)*

Class	Period Range (days)										
	0.8– 2.0	0.8– 3.4	0.8– 5.9	0.8– 10	0.8– 17	0.8– 29	0.8– 50	0.8– 85	0.8– 145	0.8– 245	0.8– 418
Giants	0.015	0.082	0.25	0.43	0.70	0.93	1.29	2.00	3.24	4.19	5.24
	±0.007	±0.019	±0.04	±0.05	±0.08	±0.10	±0.14	±0.22	±0.37	±0.46	±0.55
Large Neptunes	0.004	0.010	0.12	0.21	0.50	0.82	1.31	1.97	2.41	2.94	3.18
	±0.003	±0.007	±0.03	±0.04	±0.08	±0.11	±0.17	±0.23	±0.29	±0.36	±0.39
Small Neptunes	0.035	0.22	0.95	2.88	6.55	11.8	18.3	23.5	27.8	30.9	...
	±0.011	±0.03	±0.10	±0.21	±0.44	±0.8	±1.3	±1.6	±1.9	±2.1	...
Super-Earths	0.17	0.91	2.40	5.30	9.60	14.1	19.4	23.0	29.6	...	...
	±0.03	±0.13	±0.27	±0.62	±0.96	±1.4	±2.0	±2.4	±3.2	...	...
Earths	0.18	0.79	2.51	5.21	7.91	10.8	14.9	18.4	...	...	...
	±0.04	±0.16	±0.46	±0.76	±1.13	±1.5	±2.4	±3.7	...	...	...
Total	0.41	2.0	6.2	14.0	25.3	38.5	55.2	68.9	...	...	...
	±0.05	±0.2	±0.5	±1.0	±1.6	±2.2	±3.4	±4.7	...	...	...

TABLE 4.3 – *Taux cumulatifs d’occurrence des planètes par période pour chaque classe de planète. La ligne du haut pour chaque groupe est le taux d’occurrence cumulatif (en pourcentage), et la ligne du bas correspond à l’incertitude. Crédit : (Fressin et al. 2013)*

observations faites par *Kepler*. Ces statistiques vont nous permettre d’établir un poids pour chaque combinaison de rayon et de période orbitale.

Comme nous pouvons le voir dans les Tables 4.2 et 4.3, plusieurs données pour des périodes de plus de 85 jours sont manquantes. Nous avons donc réalisé deux versions des simulations de Monte-Carlo : la première version donne une probabilité que l’exoplanète ait une taille entre 0,8 et 22 rayons terrestres (cette dernière correspondant à une planète géante 2 fois plus grosse que Jupiter), ainsi que la probabilité d’avoir une période entre 0,8 et 418 jours. Cette version se base sur le tableau cumulatif (voir Table 4.3). Un rayon aléatoire et une période aléatoire sont calculés de manière indépendante. Le problème de cette méthode est qu’elle ne tient pas compte que la probabilité d’avoir une certaine période est différente selon le rayon de l’exoplanète considérée. De

plus, nous avons du estimer les probabilités manquantes en extrapolant les données. La deuxième version de nos simulations prend en compte le couplage de probabilités qui existe entre le rayon d’une exoplanète et sa période. Cette version se base sur la Table 4.2, et ne nécessite aucune extrapolation des données. Le problème de cette version est alors que les périodes générées ne vont pas au-delà de 85 jours. En effet, pour les périodes excédant les 85 jours, il est difficile d’extrapoler ces données. La deuxième version des simulations sera utilisée pour la suite de l’étude, puisque celle-ci tient compte de probabilités plus exactes sur nos exoplanètes générées aléatoirement par simulation.

### Première version des simulations de Monte-Carlo

Les tableaux des statistiques d’occurrence d’exoplanètes de *Kepler* (Fressin *et al.* 2013) donne le pourcentage d’exoplanètes pour un certain rayon, ainsi qu’un autre pourcentage pour une certaine période orbitale. Nous reprenons ces valeurs que nous résumons dans les Tables 4.4 et 4.5, où les pourcentages pour des rayons de moins de 6 rayons terrestres et pour des périodes de plus de 85 jours ont été extrapolées en raison du manque de données fournies par la Table 4.3 :

TABLE 4.4 – Occurrence cumulative pour les rayons des exoplanètes générées aléatoirement par simulations, estimée sur les données manquantes par tâtonnement.

Catégorie	Rayons terrestres	Occurrence [%]
Terres	Entre 0,8 et 1,25	29,6
Super-Terres	Entre 1,25 et 2	31
Petites Neptunes	Entre 2 et 4	31
Grandes Neptunes	Entre 4 et 6	3,2
Géantes	Entre 6 et 22	5,2

TABLE 4.5 – Occurrence cumulative pour les périodes des exoplanètes générées aléatoirement par simulations, estimée sur les données manquantes par tâtonnement.

Période [jour]	Occurrence [%]
Entre 0,8 et 2	0,41
Entre 2 et 3,4	1,6
Entre 3,4 et 5,9	4,22
Entre 5,9 et 10	7,79
Entre 10 et 17	11,2
Entre 17 et 29	13,3
Entre 29 et 50	16,7
Entre 50 et 85	13,7
Entre 85 et 145	11,08
Entre 145 et 245	10
Entre 245 et 418	10

Chaque catégorie de rayon et chaque catégorie de période orbitale possède donc un poids statistique qui lui est associé. Ces poids statistiques nous viennent de la Table 4.3, où les données manquantes ont été extrapolées. Nos simulations de Monte-Carlo utilisent ces poids

pour déterminer aléatoirement dans quelle catégorie on se situe. Elles font cela pour le rayon et pour la période de manière indépendante. Une fois la catégorie choisie selon les poids statistiques, un choix uniformément aléatoire se fait au sein d'une même catégorie. On génère ainsi une exoplanète fictive avec un rayon et une période aléatoires.

## Deuxième version des simulations de Monte-Carlo

La première version des simulations de Monte-Carlo ne tient compte que des valeurs totales des pourcentages pour le rayon et pour la période orbitale, calculées par Fressin *et al.* (2013). La nouvelle version de ces simulations a donc pour but de tenir compte de la probabilité d'avoir une certaine période orbitale en fonction d'une catégorie de rayons. Mais les données manquantes dans le tableau de statistiques de Fressin *et al.* (2013) sont problématiques. Autant il était possible d'extrapoler approximativement les valeurs manquantes pour les totaux de chaque catégorie de période orbitale, autant ici la tâche est plus difficile car chaque ligne et chaque colonne du tableau sont importantes ; nous ne nous permettrons donc pas d'extrapoler toutes les valeurs manquantes du tableau. C'est pourquoi, notre deuxième version des simulations de Monte-Carlo ne tiendra pas compte des statistiques pour des périodes de plus de 85 jours. Nous les supposons tout simplement égales à zéro, ce qui en fait le point faible de cette version. Néanmoins, ces simulations seront plus exactes pour des périodes inférieures à 85 jours. De plus, nous pourrions facilement mettre ces simulations à jour lorsque nous disposerons de données plus conséquentes sur les périodes orbitales de plus de 85 jours.

Nous utiliserons donc une version plus élaborée des simulations qui sera basée sur les probabilités couplées, c'est-à-dire qui tiendra compte du fait que la probabilité d'obtenir pour une exoplanète d'avoir un certain rayon est différente selon la période de l'exoplanète en question. Cette seconde version des simulations de Monte-Carlo reprend les valeurs de la Table 5.1.

### 4.2.3 Orbites des exoplanètes

Connaissant la période de l'exoplanète générée par nos simulations de Monte-Carlo, nous calculons la distance entre l'exoplanète et son étoile hôte en utilisant la forme newtonienne de la troisième loi de Kepler

$$\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(M+m)}$$

où  $T$  est la période orbitale de l'exoplanète,  $a$  est le demi grand axe de l'orbite elliptique,  $G$  est la constante de la gravitation universelle,  $m$  est la masse de l'exoplanète et  $M$  est la masse de l'étoile hôte. En faisant l'hypothèse simplificatrice d'une orbite circulaire (orbite d'excentricité nulle), le rayon de cette orbite circulaire  $r$  est égal au demi grand axe  $a$  de la formule précédente. De plus, puisque la masse  $m$  de l'exoplanète est très faible devant celle de son étoile hôte, la formule se simplifie davantage, et donne, en isolant la distance de l'exoplanète à son étoile hôte :

$$r = (GM)^{1/3} \left( \frac{T}{2\pi} \right)^{2/3}.$$

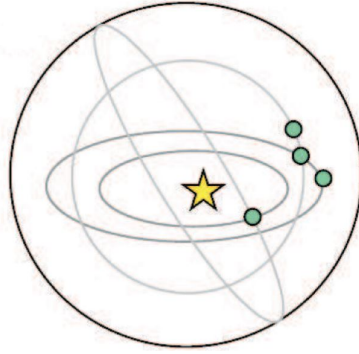


FIGURE 4.6 – Une exoplanète en orbite autour de son étoile hôte peut présenter différentes distances apparentes selon l'inclinaison de son orbite et selon la position de l'exoplanète sur cette orbite.

Crédit : Deffère (2009)

Puis, du calcul de cette distance entre l'étoile et l'exoplanète, nous en déduisons la séparation angulaire en projetant cette distance sur le ciel. En effet, selon sa position sur son orbite, une exoplanète apparaîtra plus ou moins proche de son étoile hôte, dû à un effet de projection sur le ciel (voir Figure 4.6). Cet effet de projection dépend de la position de l'exoplanète sur son orbite et de l'inclinaison de cette dernière ; la position et l'inclinaison étant deux paramètres aléatoires. Lorsque l'on divise la distance projetée par la distance à l'observateur, il en résulte une distance angulaire, ou *séparation angulaire*, entre l'exoplanète et son étoile hôte. Pour calculer cette séparation angulaire, nous considérons un repère orthonormé dextrogyre tridimensionnel tel que l'axe  $x$  est dans la direction de visée mais dirigé vers l'observateur,  $y$  et  $z$  forment alors un repère à deux dimensions projeté sur le ciel. Soit  $r$  le rayon de l'orbite de l'exoplanète, les coordonnées cartésiennes  $y$  et  $z$  projetées sur le plan du ciel sont données par

$$y = r \cos(i) \sin(\phi)$$

et

$$z = r \sin(i)$$

où  $\cos(i)$  est l'inclinaison (ou la latitude) et est choisie aléatoirement entre -1 et 1, et  $\phi$  est la longitude, choisie aléatoirement entre 0 et  $2\pi$ . Cette distance apparente, projetée sur le ciel, est donnée par  $\sqrt{y^2 + z^2}$ . Soit  $D$ , la distance à l'observateur, on obtient la séparation angulaire :

$$\frac{\sqrt{y^2 + z^2}}{D}.$$

Cette grandeur est exprimée en radians, nous la multiplions par 206300000 pour la convertir en milliarcsecondes.

À cause de la projection sur le ciel, la séparation apparente entre l'exoplanète et son étoile hôte est toujours plus petite ou égale au rayon réel de l'orbite circulaire.



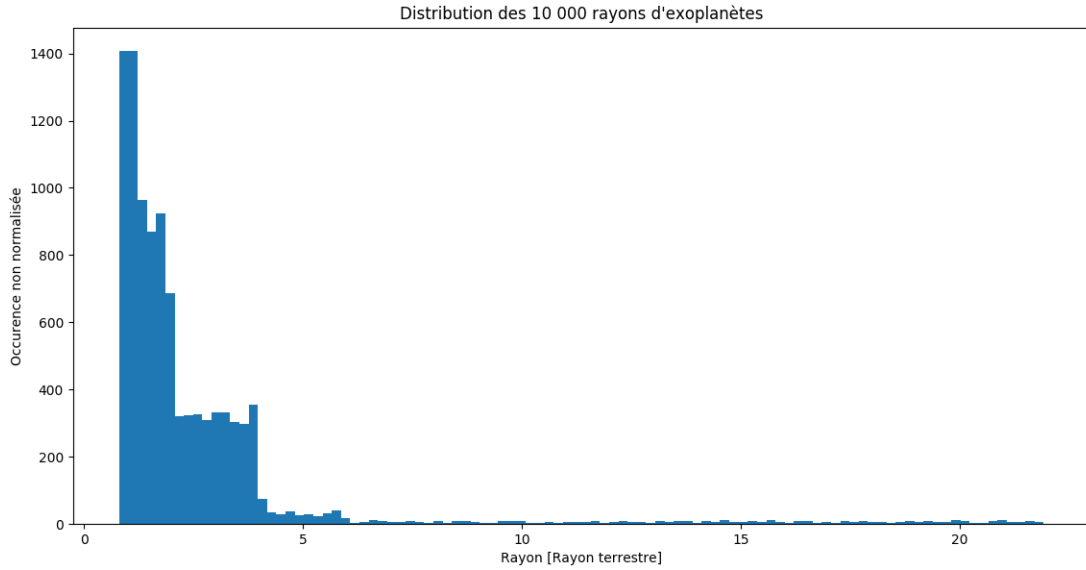


FIGURE 4.7 – *Histogramme des rayons d'exoplanètes autour d'Alpha Cen A ou de Proxima Cen générés par simulations de Monte-Carlo. La probabilité d'existence d'une exoplanète diminue avec son rayon. Beaucoup de petites planètes sont ainsi générées.*

#### 4.2.4 Distributions des variables des exoplanètes fictives

Nous allons présenter maintenant les distributions de rayons, de séparations angulaires et de températures, pour les exoplanètes générées par nos simulations de Monte-Carlo (seconde version). Sur base de ces simulations, nous analysons la distribution des différentes exoplanètes fictives générées autour des étoiles Alpha Centauri A et Proxima Centauri.

Les rayons des exoplanètes fictives sont définis de manière indépendante de l'étoile autour de laquelle ces exoplanètes gravitent. Les résultats (voir Figure 4.7) sont donc les mêmes pour les exoplanètes générées autour d'Alpha Centauri A, et celles générées autour de Proxima Centauri : beaucoup de petites planètes sont générées par simulations, ce qui rendra la détection plus difficile.

Pour des exoplanètes autour d'Alpha Cen A, de période comprise entre 0,8 et 85 jours, les séparations angulaires peuvent aller jusqu'à presque 300 mas (voir Figure 4.8). On peut remarquer que le pic de l'histogramme se situe entre 50 et 100 mas, ce qui montre que la plupart des exoplanètes générées seront très proches angulairement de l'étoile hôte. La détection sera d'autant plus difficile car elle demandera une grande résolution angulaire.

L'étoile Proxima Centauri étant plus petite que l'étoile Alpha Centauri A, des exoplanètes de période orbitale comprise entre 0,8 et 85 jours se trouveront plus près de leur étoile hôte, en raison des lois de la gravitation. Ainsi, la séparation angulaire n'excède pas les 150 mas, le pic

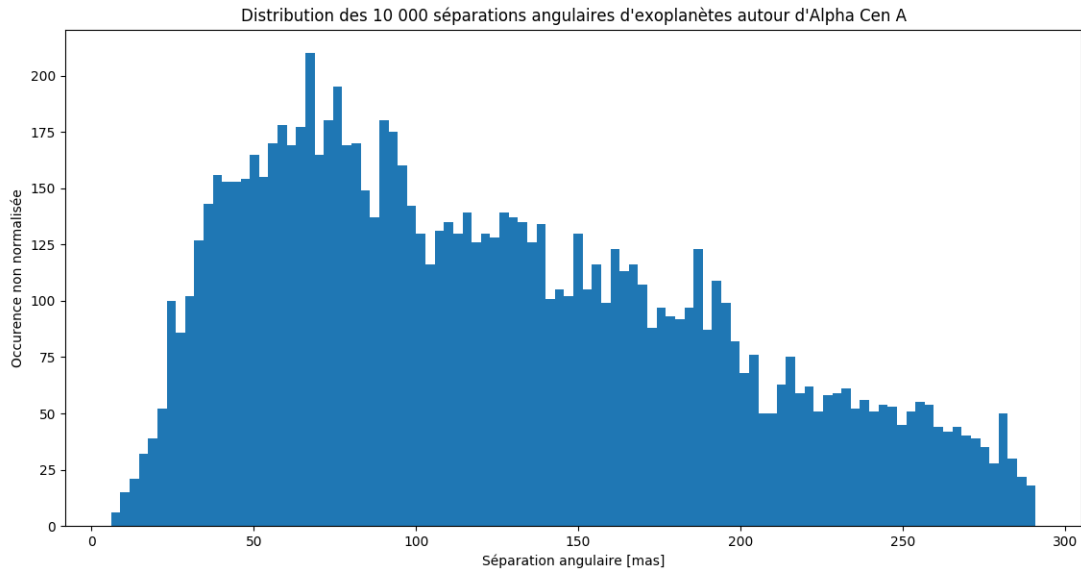


FIGURE 4.8 – *Histogramme des séparations angulaires pour Alpha Cen A.*

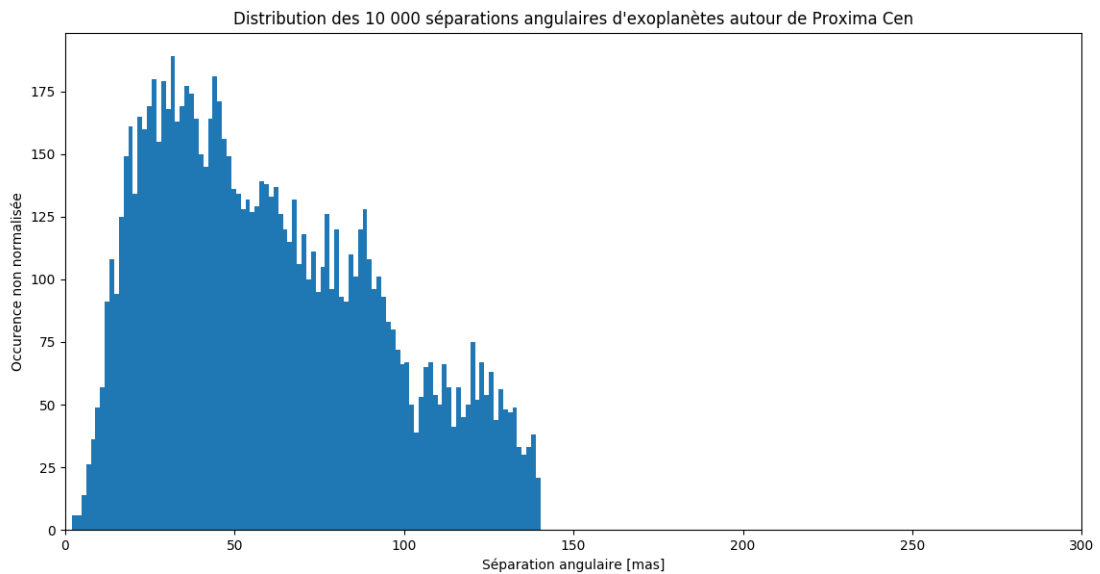


FIGURE 4.9 – *Histogramme des séparations angulaires pour Proxima Centauri.*

de l’histogramme se trouvant à moins de 50 mas (voir Figure 4.9). Les séparations angulaires étant définies sur base des mêmes probabilités de périodes orbitales que pour l’histogramme précédent, la même allure de l’histogramme est obtenue pour les deux étoiles.

Bien que les températures des exoplanètes générées autour d’Alpha Centauri A vont approximativement de 450 à 1950 K (voir Figure 4.10), les plus hautes températures ne sont que

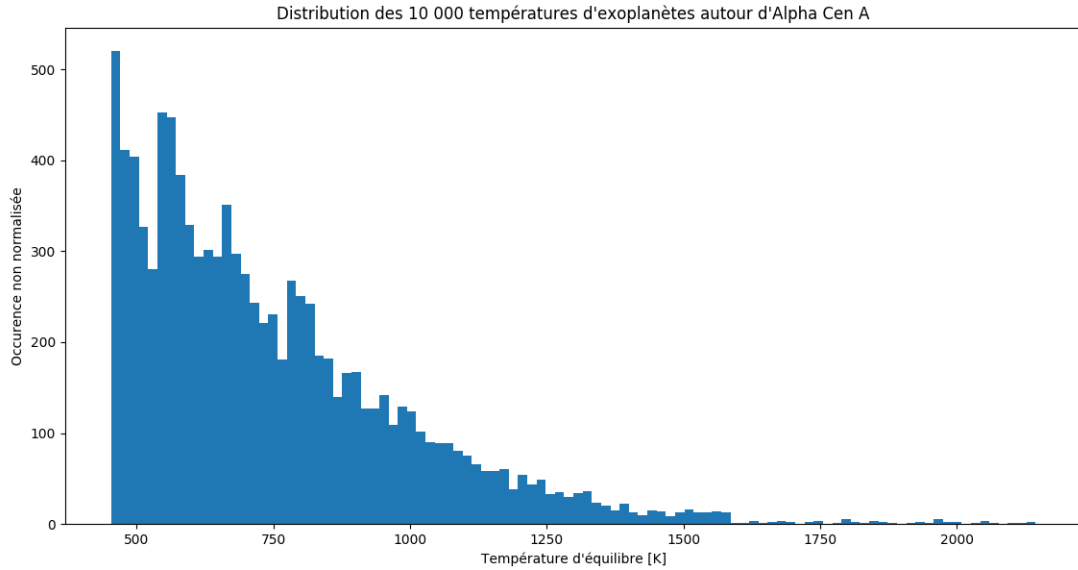


FIGURE 4.10 – *Histogramme des températures pour des exoplanètes autour d’Alpha Cen A. L’histogramme est tronqué pour des températures inférieures à environ 450 K car les exoplanètes les plus lointaines ont une période de seulement 85 jours.*

très rares. La majorité des températures se situent entre 450 et environ 1000 K. Le pic de l’histogramme n’est pas précis, mais se situe entre 550 et 600 K. Ces températures, n’allant pas en-dessous de 400 K, sont encore trop hautes comparées à celle de notre Terre, à environ 300 K. Ces histogrammes étant basés sur la deuxième version des simulations de Monte-Carlo, les périodes générées ne vont pas au-delà de 85 jours. L’étoile Alpha Centauri A étant similaire à notre Soleil, une période de 365 jours serait plus propice à des températures semblables à celle de la Terre. À l’avenir, nous aurons très certainement une quantité plus importante de données, ce qui nous permettra de simuler des planètes dans la zone habitable. Il y aurait alors beaucoup plus d’exoplanètes générées dont la température se situerait autour de 300 K.

Pour les exoplanètes fictives autour de Proxima Centauri, quelques températures excèdent les 400 K, mais elles ne constituent pas une proportion significative de cet histogramme (voir Figure 4.11). Le pic de distribution des températures se trouve très clairement un peu en deçà de 200 K. L’étoile étant une naine rouge, les températures des exoplanètes fictives générées autour de Proxima Centauri sont naturellement beaucoup plus faibles que celles du cas précédent.

### 4.3 Simulations des paramètres instrumentaux

Le but est de déterminer le nombre d’exoplanètes qu’il sera possible d’observer, ce qui dépendra de la résolution angulaire et de la sensibilité de notre interféromètre, dépendant tous deux de la longueur d’onde d’observation et de l’étoile hôte. Dans cette section, nous calculons la résolution angulaire de l’interféromètre, et nous réalisons un budget radiométrique pour

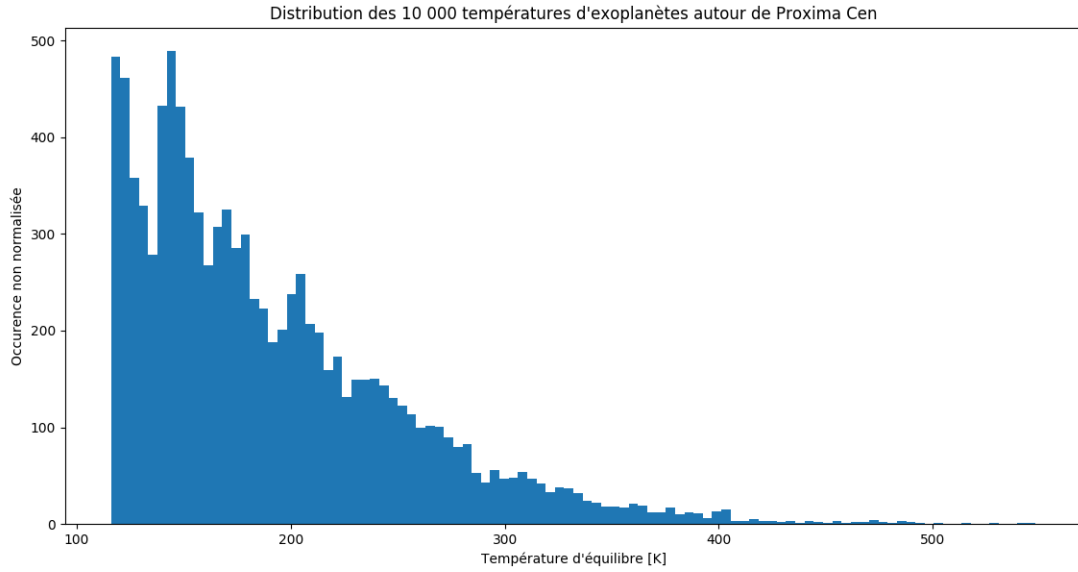


FIGURE 4.11 – *Histogramme des températures pour des exoplanètes autour de Proxima Cen. L’histogramme est tronqué pour des températures inférieures à environ 1200 K car les exoplanètes les plus lointaines ont une période de seulement 85 jours.*

déterminer la sensibilité instrumentale.

### 4.3.1 Résolution angulaire de l’interféromètre

Pour rappel, la résolution angulaire  $\theta$  d’un interféromètre est donnée par la limite de diffraction

$$\theta = \frac{\lambda}{2B}$$

où  $B$  est la base de l’interféromètre (la distance entre les télescopes). Puisque nous avons déjà calculé les séparations angulaires,  $\theta$  est connu. En isolant  $B$  dans cette formule, on détermine ainsi la base nécessaire pour observer 90% des exoplanètes fictives selon la longueur d’onde d’observation :

TABLE 4.6 – Base nécessaire pour détecter 90% des exoplanètes fictives selon la longueur d’onde d’observation pour les étoiles Alpha Centauri A et Proxima Centauri.

Longueur d’onde	Base pour Alpha Cen A	Base pour Proxima Cen
550 nm	1,3 m	2,7 m
3 microns	7 m	15 m
10 microns	25 m	50 m

### 4.3.2 Budget radiométrique

Un budget radiométrique est un calcul de sensibilité de l'instrument qui consiste à compter le nombre de photoélectrons collectés par le détecteur. Pour cela, on calcule le SNR (*signal-to-noise ratio*) qui est une mesure relative du signal par rapport au bruit. Un plus grand SNR est synonyme d'un meilleur rendement pour le signal. Le SNR, au moment de la détection, est défini comme suit :

$$SNR = \frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}} = \frac{OPF\sqrt{T_i}}{\sqrt{N_s^2 + N_d^2}} \quad (4.3)$$

où  $OPF$  désigne l'*Output Flux Planet*, exprimé en photoélectrons par seconde,  $T_i$  est le temps d'intégration,  $N_s$  est le *shot noise* et  $N_d$  est le bruit du détecteur. Dans cette équation, nous faisons l'hypothèse que seuls le bruit de photons et le bruit du détecteur interviennent dans les sources de bruit.

#### Signal

Avant d'être converti en photoélectrons par secondes, le signal de la planète est généralement exprimé en Jy (unité de flux). Le signal mesuré par le détecteur est calculé comme suit :

$$OPF \text{ [el/s]} = \text{Total Planet Flux} \cdot 10^{-26} \cdot TQE \cdot \frac{2\pi R^2 \Delta\nu}{2h\nu} \quad (4.4)$$

où  $2\pi R^2$  est la surface totale collectrice des deux télescopes de l'interféromètre,  $\Delta\nu$  est la bande spectrale,  $\nu$  est la fréquence centrale d'observation et  $h$  est la constante de Planck ( $h = 6,626076 \cdot 10^{-34}$  m<sup>2</sup>kg/s). Dans l'équation 4.4, le flux total de la planète (exprimé en Jy) est la somme de son flux réfléchi et de son flux thermique,  $TQE$  exprime le produit du *throughput* (transmission instrumentale), compris entre 0 et 1, et de l'efficacité quantique qui désigne le rapport entre le nombre de charges électroniques collectées et le nombre de photons incidents sur le détecteur.

#### Sources de bruits

##### Bruits associés au détecteur

Nous avons

$$N_d = \sqrt{N_{DC}^2 + N_{RO}^2} \quad (4.5)$$

où  $N_{DC}$  et  $N_{RO}$  sont respectivement le *dark current noise* et le *readout noise*, associés au détecteur. Le *dark current* est présent même lorsque le détecteur ne détecte rien. C'est une variation statistique du nombre d'électrons thermiques qui sont générés à l'intérieur d'un pixel du détecteur. Il est dépendant du temps d'intégration et de la température; il peut être majoritairement réduit à de très faibles températures. Le *readout noise* est fixe, et rend compte de l'imperfection du détecteur à convertir chaque photon en électron.

## Bruit de photons

Le *shot noise* est le bruit de photons associé à plusieurs paramètres (bruit du signal, poussière zodiacale, poussière exozodiacale, température de l'instrument...). Notons alors

$$N_s = \sqrt{OPF + OBF + OSF} \quad (4.6)$$

où  $OPF$  est le bruit associé au signal, et où  $OBF$  et  $OSF$  désignent respectivement l'*Output Background Flux* et l'*Output Stellar Flux* (bruit stellaire). Ce dernier est supposé nul dans nos calculs en faisant l'hypothèse simplificatrice d'une source ponctuelle et d'un instrument parfait. De la même manière que l' $OPF$ , l' $OBF$  est converti en nombre de photoélectrons par seconde. L' $OBF$  s'exprime par la relation

$$OBF = \left( (Zodi. \frac{FOV}{2} + 0,3 \text{ exozodi}) TQE + IB. \frac{FOV}{2} \right) .10^{-26} . \frac{2\pi R^2 \Delta\nu}{2h\nu}. \quad (4.7)$$

où  $FOV$  désigne le champ de vue de l'instrument,  $Zodi$  est le bruit associé à la poussière zodiacale,  $exozodi$  est le bruit associé à la poussière exozodiacale, et  $IB$  (*Instrumental Brightness*) est le bruit associé à la brillance du détecteur. On exprime ce dernier par la relation de corps noir

$$IB [\text{Jy/sr}] = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{(e^{h\nu/(kT_d)} - 1)} \quad (4.8)$$

où  $T_d$  est la température du détecteur.

La poussière zodiacale est la poussière interplanétaire qui se trouve dans la partie interne du système Solaire, depuis le Soleil jusqu'aux environs de l'orbite de Mars. Cette poussière zodiacale est constituée de grains de taille de 10 à 100  $\mu\text{m}$ , et sa masse totale se rapproche de celle d'un astéroïde de 10 à 100 km de diamètre. Très mince, cette poussière est pourtant l'objet le plus brillant du système Solaire après le Soleil, aussi bien dans le visible que dans l'infrarouge. À une longueur d'onde de 10 microns, elle est même cent fois plus brillante que la Terre. Cette poussière zodiacale sera donc à prendre en compte lors de notre calcul du budget photométrique.

Lorsque des nuages de poussière similaires à cette poussière zodiacale se trouvent autour d'autres étoiles, nous parlons de *poussière exozodiacale*. Sa présence serait un inconvénient à la détection d'exoplanètes de type tellurique dans le domaine infrarouge, en constituant une source de bruit radiométrique. La présence de poussière exozodiacale dans le système Alpha Centauri n'ayant encore jamais été prouvée, nous la supposons absente dans nos simulations numériques.

Le bruit (exprimé en nombre de photons) associé à la poussière zodiacale ( $Zodi$ ) se calcule comme suit (Kelsall *et al.* 1998) :

$$Zodi = 4.10^{-8} \left( \frac{A}{B} + \frac{C E}{D F} \right) \quad (4.9)$$

où

$$A = 10^{26} \left( \frac{2hc}{\lambda^3} \right); B = \exp \left( \frac{h\nu}{265k} \right) - 1; C = 0,22 \cdot 10^{26} \left( \frac{2h\nu^3}{c^2} \right);$$

$$D = \exp \left( \frac{h\nu}{5777k} - 1 \right); E = \left( \frac{R_{sun}}{1,5 \text{ AU}} \right)^2; F = 0,6 \left( \frac{\lambda}{11 \cdot 10^{-6}} \right)^{-0.4}$$

où  $k$  est la constante de Boltzman ( $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$  J/K).

En supposant l'absence de poussière exozodiacale autour du système Alpha Centauri, l'équation 4.7 se simplifie donc et devient alors

$$OBF = \frac{FOV}{2} (Zodi.TQE + IB) \cdot 10^{-26} \cdot \frac{2\pi R^2 \Delta\nu}{2h\nu}. \quad (4.10)$$

## Évolution du SNR

Le SNR augmente notamment avec la surface collectrice des télescopes, le paramètre de transmission instrumentale et le temps d'intégration. Les Figures 4.12 et 4.13 illustrent ces évolutions. Nous montrons les résultats pour des télescopes de 10, 20 et 50 cm.

La Figure 4.12 montrent que les cas à 3 microns et à 10 microns se confondent presque, là où le cas du visible (à 540 nm) est clairement plus intéressant. Cela s'explique par le choix des détecteurs, où le bruit des détecteurs en visible est bien inférieur qu'en infrarouge. Avec deux télescopes de 10 cm de diamètre, SNR de 5 est atteint pour une transmission de près de 96%, tandis que le SNR n'atteint pas 1,5 dans l'infrarouge avec 100% de transmission. Si l'on double le diamètre des pupilles d'entrée, un SNR de 5 est atteint pour 100% de transmission dans le cas de l'infrarouge et 25% de transmission suffisent pour obtenir un SNR de 5 dans le domaine visible.

La Figure 4.13 illustre uniquement le cas d'une observation dans le visible. Elle permet de lier les paramètres de la surface collectrice, de la transmission instrumentale et du temps d'intégration en une seule figure. La variation selon la surface collectrice et la transmission instrumentale se fait néanmoins de manière discrétisée.

## Détecteurs

Pour calculer ce budget radiométrique, nous devons tout d'abord choisir un détecteur pour chaque longueur d'onde. Ces détecteurs auront des caractéristiques différentes selon la longueur d'onde (voir Table 4.7). Nous voulons que ces détecteurs soient en deux dimensions. Une matrice CMOS ou CCD nous permettrait en effet de pouvoir utiliser plusieurs pixels pour effectuer le suivi de franges. Sur base de ces critères, nous choisissons trois détecteurs, un pour chaque longueur d'onde.

Avec l'équation 4.5, nous pouvons maintenant calculer le bruit associé à chaque détecteur, où nous supposons que les détecteurs travaillent à une température 40 K. De plus, pour le détecteur

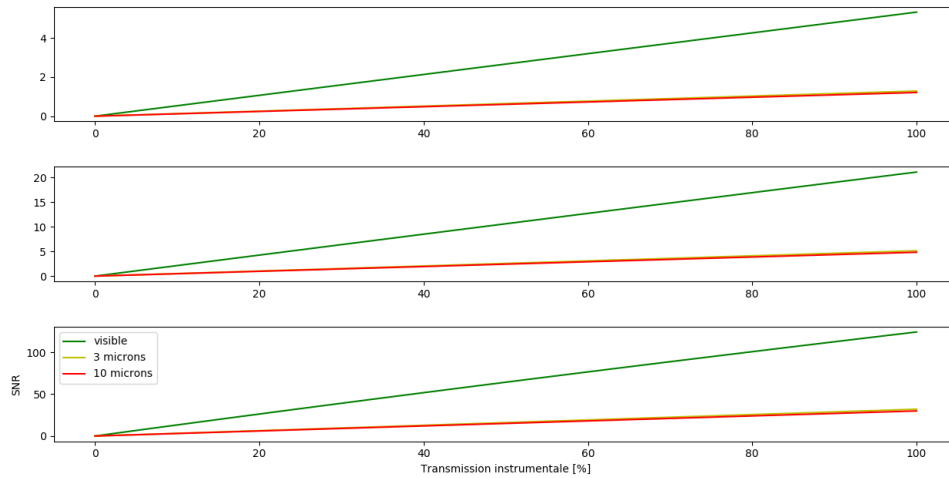


FIGURE 4.12 – Évolution du SNR en fonction du paramètre de transmission. Deux télescopes de 10 cm de diamètre de pupille d'entrée récoltent la lumière, le temps d'intégration est d'un jour. Les 3 courbes représente 3 longueurs d'onde d'observation : 540 nm (en vert), 3 microns (en jaune) et 10 microns (en rouge). Le cas du visible donne un bien meilleur SNR que l'infrarouge, où les deux courbes pour 3 et 10 microns se confondent. Un SNR de 5 est atteint pour une transmission de près de 96%, tandis que le SNR n'atteint pas 1,5 dans l'infrarouge avec 100% de transmission. Les 3 graphiques illustrent respectivement de haut en bas les cas de 10 cm, 20 cm et 50 cm de diamètre de pupille d'entrée pour chaque télescope.

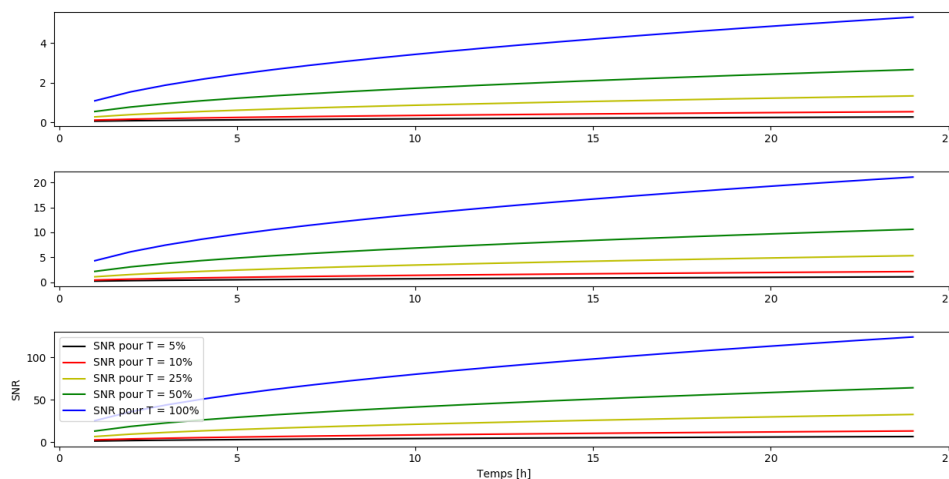


FIGURE 4.13 – SNR en fonction du temps d'intégration (de 1 à 24 heures), pour l'observation d'une planète similaire à la Terre située à 1,34 pc, dans le domaine visible et avec deux télescopes de 10 cm. Les différentes courbes présentent différents cas de transmission (5%, 10%, 25%, 50% et 100%). Les 3 graphiques illustrent respectivement de haut en bas les cas de 10 cm, 20 cm et 50 cm de diamètre de pupille d'entrée pour chaque télescope.

Aquarius, nous faisons la même hypothèse que pour la mission Darwin, à savoir que le *readout noise* pourrait être abaissé jusqu'à 5 e- rms.



TABLE 4.7 – Caractéristiques des détecteurs choisis pour chaque longueur d’onde.

	Visible	NIR	MIR
Nom du détecteur	e2V CCD 39-01	Teledyne HgCdTe H2RG	Aquarius
Longueur d’onde	200 - 1100 nm	0.6 – 2.3 ; 2.4 – 5.0 $\mu\text{m}$	5 – 28 $\mu\text{m}$
Nombre de pixels	80x80	2048x2048	1024x1024
Largeur du pixel ( $\mu\text{m}$ )	24	18	30
Fréquence max de lecture (Hz)	>3	de < 0,1 à 76	100
Readout noise	3 e- rms (à 20 kHz)	16 e- rms	150 e- rms
Dark current	0	0,001 ; 0,035 e-/s (à $\approx 40\text{K}$ )	1e-/px/sec à 7K
Efficacité quantique	90% (à 500 nm)	90% (à 4 $\mu\text{m}$ )	>50%

### 4.3.3 Détermination de la taille des télescopes

Le calcul de sensibilité nous permet de déterminer quel serait le diamètre nécessaire de chaque pupille d’entrée de nos télescopes pour qu’ils puissent observer un certain pourcentage d’exoplanètes. Nous nous plaçons dans le cas d’un interféromètre de Bracewell (Bracewell 1978). Les résultats dépendent fortement de la longueur d’onde et de l’étoile autour de laquelle nous générons nos exoplanètes fictives. D’autre part, la largeur de bande spectrale est aussi un paramètre important. Nous supposons une bande spectrale de 400 nm dans le visible et de 4 microns dans l’infrarouge.

Pour observer des exoplanètes autour du système Alpha Centauri par interférométrie, nous aurons besoin d’un  $\text{SNR} = 5$  au minimum. Pour chaque longueur d’onde, nous supposons une température de détecteur de 40 K, une efficacité quantique de 90% et une transmission instrumentale de 5%. Cette valeur pour la transmission est peut-être pessimiste, mais permet de modérer nos résultats dans la mesure où nous avons effectués plusieurs hypothèses simplificatrices qui tendent à rendre nos résultats trop optimistes (source ponctuelle, *nulling* parfait, etc). Les simulations étant paramétriques, il sera alors facile de modifier ces valeurs pour tenir compte de la transmission réelle du système. Nous ajusterons alors nos paramètres de façon à mieux coller à la réalité.

Pour Alpha Centauri A, la Figure 4.14 montre que le cas à 10 microns est plus favorable. Les exoplanètes générées ayant une courte période (n’excédant pas les 85 jours), elles sont très proches de leur étoile et très chaudes, comme nous le montre les histogrammes présentés à la section 4.2.4 (voir Figures 4.8 et 4.10). Elles émettent donc principalement dans l’infrarouge thermique. Le cas du visible est le deuxième meilleur cas, puisque Alpha Centauri A émet beaucoup dans ce domaine de longueur d’onde. Les exoplanètes, dont l’albédo est fixé à 30%, ont donc un flux important dans le domaine visible.

Concernant Proxima Centauri, la Figure 4.15 montre que les diamètres requis sont plus grands pour des exoplanètes générées autour de Proxima Centauri que pour celles autour d’Alpha Centauri A. L’étoile Proxima Centauri étant de type M, cette étoile est une naine rouge, elle émet donc moins de flux, et en particulier dans le domaine visible. Une observation en infrarouge

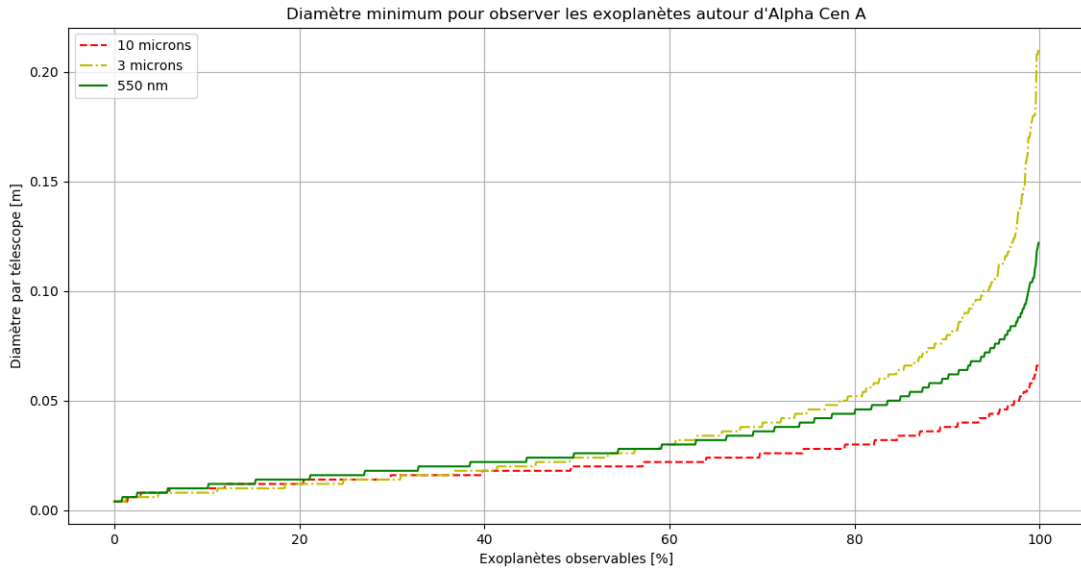


FIGURE 4.14 – *Diamètre minimum pour chacun des deux télescopes en fonction du pourcentage d'exoplanètes fictives détectables autour d'Alpha Centauri A. La détection suppose que l'on atteint un  $SNR = 5$  en un jour de temps d'intégration pour chaque longueur d'onde.*

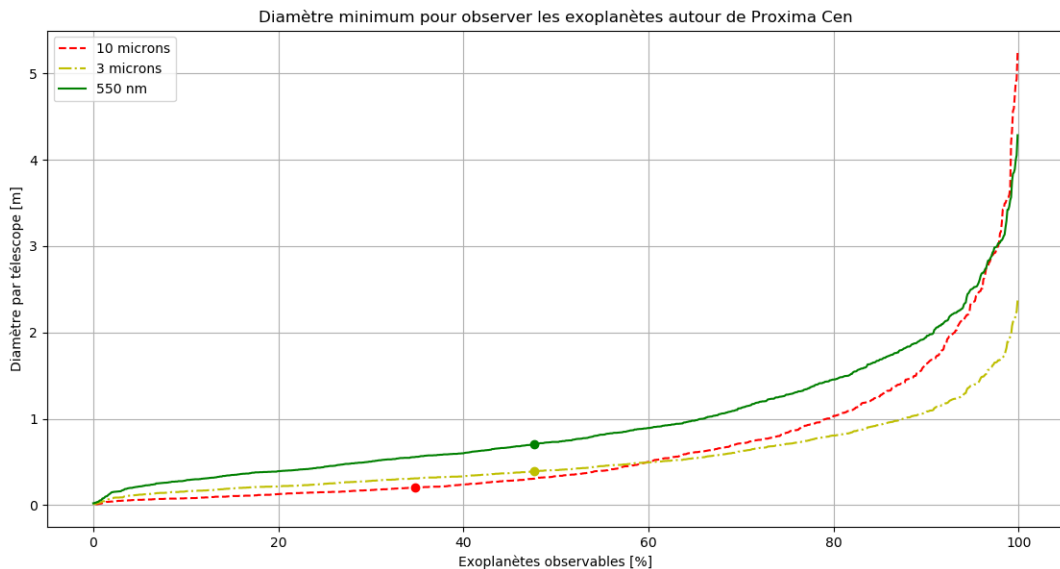


FIGURE 4.15 – *Diamètre minimum pour chacun des deux télescopes en fonction du pourcentage d'exoplanètes fictives détectables autour de Proxima Centauri. Les points sur ces courbes représentent le cas de Proxima b. La détection suppose que l'on atteint un  $SNR = 5$  en un jour de temps d'intégration pour chaque longueur d'onde.*

est plus avantageuse qu'en visible pour observer un plus grand pourcentage des exoplanètes fictives. D'abord, les deux cas de l'infrarouge se valent, mais l'infrarouge à 3 microns devient

plus avantageux au fur et à mesure qu'augmente le pourcentage d'exoplanètes observables. Sur ce graphique, nous avons aussi placé des points sur chaque courbe, montrant le diamètre requis pour observer Proxima b (dont l'albédo a été fixé à 20%). Les résultats montrent que le diamètre requis est beaucoup plus petit dans l'infrarouge à 10 microns que pour les deux autres régimes. Les valeurs pour le diamètre requis sont en effet de 70 cm pour le visible, 40 cm pour une observation autour de 3 microns, et 20 cm autour de 10 microns. L'infrarouge 10 microns est donc le cas qui requiert le plus petit diamètre de pupille d'entrée pour Proxima b. L'explication de ce phénomène est que Proxima b a une température de 237 K selon nos calculs ; sa détection est donc plus favorable dans l'infrarouge thermique.

#### 4.3.4 Graphiques générés par simulations de Monte-Carlo

Les Figures 4.16 à 4.21 présentent les flux d'exoplanètes autour d'Alpha Centauri A et autour de Proxima Centauri, à une longueur d'onde donnée. Nous calculons le flux (ordonnée) et la séparation angulaire (abscisse) pour chacune de ces exoplanètes. Chaque barre verticale présente la résolution angulaire pour une certaine base de l'interféromètre, et chaque barre horizontale indique la limite de ce qui peut être détecté comme flux, selon le diamètre des télescopes, pour un jour de temps d'intégration et une transmission instrumentale de 5%. Tout ce qui est à droite d'une barre verticale et tout ce qui est au-dessus d'une barre horizontale montre ce qui peut être détecté par notre interféromètre.

La Figure 4.16 montre que pour une base de 1,3 m, la résolution angulaire de l'interféromètre est telle que l'on peut détecter 90% des exoplanètes fictives autour d'Alpha Cen A, pour une longueur d'onde de 550 nm (visible). Mais si la résolution angulaire permet de détecter 90% des exoplanètes, la détection est aussi question du flux minimum qu'il est possible de détecter. Ainsi, deux télescopes de 6 cm de diamètre sont nécessaires pour observer 90% des flux. Notons que si le nombre d'exoplanètes fictives générées par simulations est suffisamment grand, cette configuration permet de détecter au moins 80% des exoplanètes générées. Il en va de même pour tous les autres cas.

Pour des observations dans l'infrarouge à 3 microns, la Figure 4.17 montre qu'il faudrait une base de 7 mètres et des télescopes de 9 cm de diamètre pour observer plus de 90% des flux et 90% des séparations angulaires, pour des exoplanètes fictives autour d'Alpha Cen A.

La résolution angulaire dépendant de la longueur d'onde, pour une observation d'Alpha Centauri A à 10 microns, la Figure 4.18 montre qu'une base de 25 mètres est nécessaire pour détecter 90% des séparations angulaires des exoplanètes, ce qui demande du vol en formation. Par contre, la taille des télescopes requise pour détecter 90% des flux générés est plus petite pour une observation à 10 microns que pour une observation à 3 microns. Les planètes générées possédant une très haute température (en raison d'une petite période orbitale), elles émettent un flux thermique assez important, dont le pic d'émission est autour de 10 microns. La détection en infrarouge de ces exoplanètes serait donc facilitée à 10 microns, ne demandant plus que des

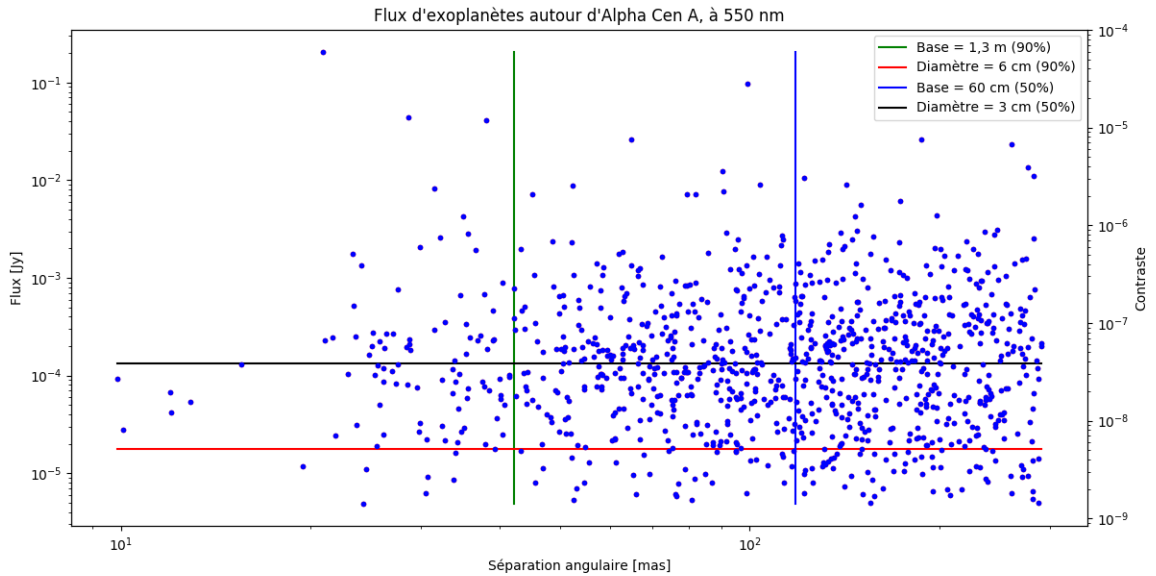


FIGURE 4.16 – *Simulations de Monte-Carlo : flux d'exoplanètes fictives autour d'Alpha Cen A, à 550 nm, donnés en fonction de la séparation angulaire.*

*Les barres verticales indiquent la résolution angulaire de l'interféromètre, qui dépend de sa base. Un point situé à droite d'une barre verticale est une exoplanète dont la séparation angulaire est assez grande que pour être détectée. Les barres horizontales indiquent la sensibilité de l'interféromètre, qui dépend de la taille des télescopes. Un point situé au-dessus d'une barre horizontale signifie que le flux est assez intense que pour être détecté par l'interféromètre.*

*Pour ce cas ici présent, une base de 1,3 m est nécessaires pour résoudre 90% des exoplanètes fictives. De plus, deux télescopes de 6 cm sont nécessaires pour observer 90% des flux générés.*

télescopes de 6 cm pour détecter 90% des flux de ces exoplanètes.

Proxima Centauri étant une naine rouge, l'observation d'exoplanètes autour d'une telle étoile dans le domaine visible est très difficile, le flux réfléchi étant faible. La Figure 4.19 montre que cela demanderait des télescopes de 2 mètres pour détecter 90% des flux générés. La base requise de 2,7 m est aussi plus grande que pour le cas d'Alpha Centauri A. L'étoile Proxima Centauri étant plus petite, les exoplanètes orbitent plus proche de l'étoile. Les séparations angulaires sont donc plus petites, et cela demande une plus grande base pour améliorer la résolution angulaire de l'interféromètre.

Dans le cas de Proxima Centauri, l'observation dans l'infrarouge à 3 microns est la plus favorable pour détecter les flux d'exoplanètes, ne demandant plus que des télescopes de 1,1 m de pupille d'entrée. En revanche, la base de 15 mètres reste toujours plus grande qu'en visible car la résolution angulaire dépend de la longueur d'onde. Les exoplanètes orbitant plus près de leur étoile dans le cas de Proxima Centauri, la base requise en infrarouge à 3 microns est aussi plus grande que dans le cas d'Alpha Centauri A.

Bien que scientifiquement intéressant, le cas d'une détection dans l'infrarouge à 10 mi-

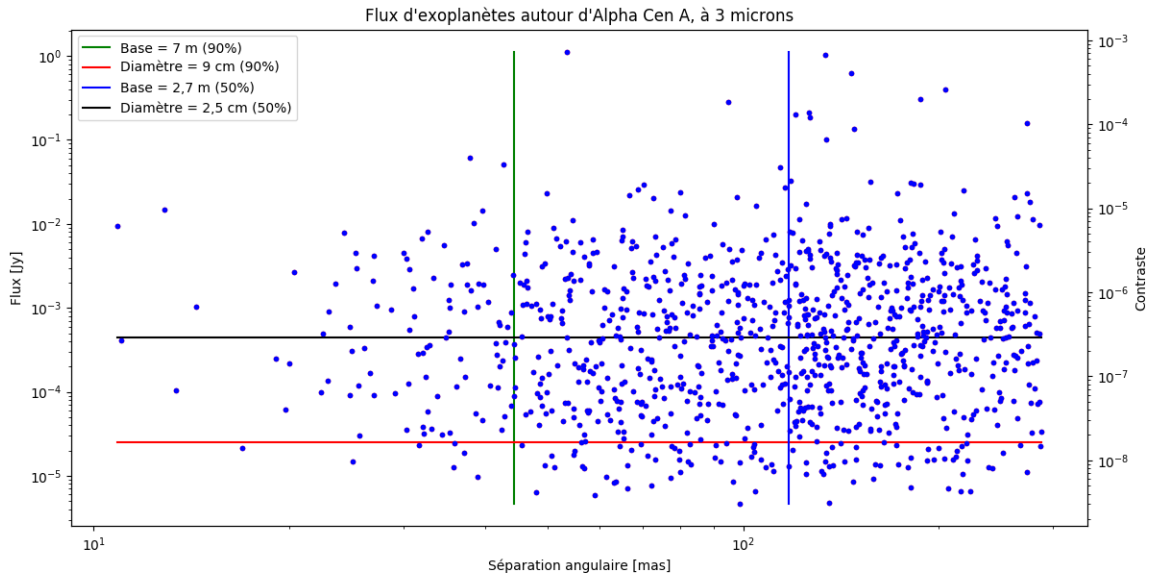


FIGURE 4.17 – *Simulations de Monte-Carlo : flux d'exoplanètes fictives autour d'Alpha Cen A, à 3 microns, en fonction de la séparation angulaire. Une base de 7 m est nécessaire pour résoudre 90% des exoplanètes fictives. Deux télescopes de 9 cm sont nécessaires pour observer 90% des flux générés.*

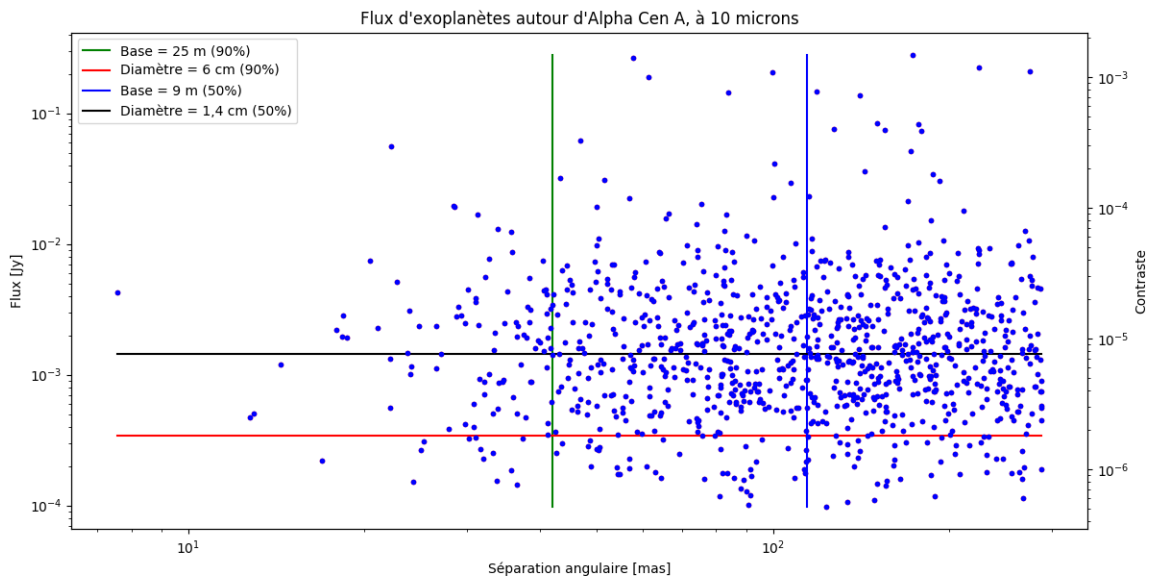


FIGURE 4.18 – *Simulations de Monte-Carlo : flux d'exoplanètes fictives autour d'Alpha Cen A, à 10 microns, en fonction de la séparation angulaire. Une base d'environ 25 m est nécessaire pour résoudre 90% des exoplanètes fictives. Deux télescopes de 6 cm sont nécessaires pour observer 90% des flux générés.*

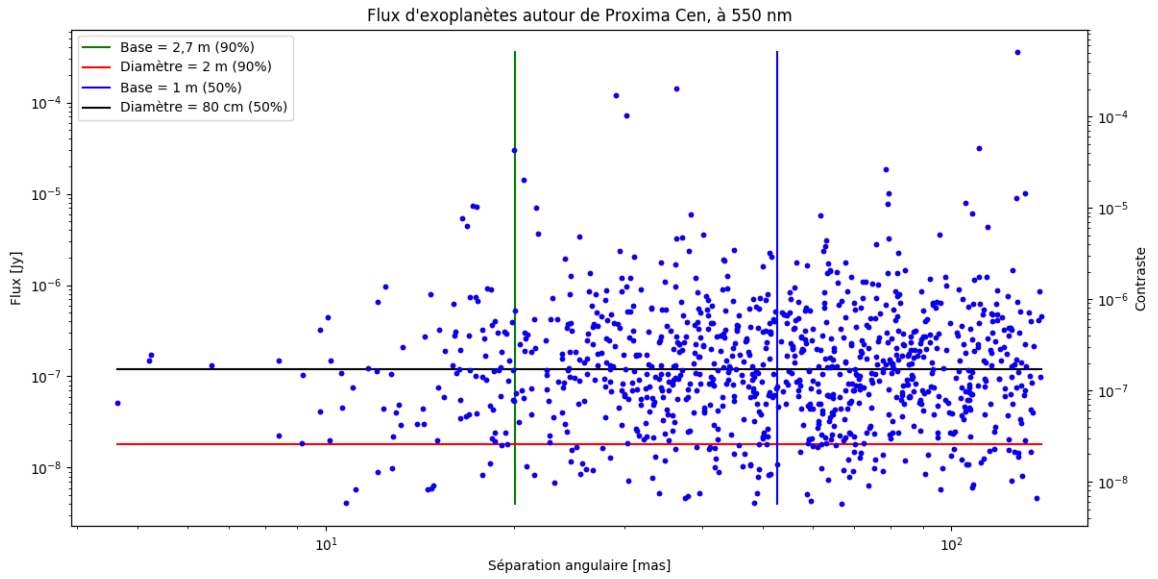


FIGURE 4.19 – Simulations de Monte-Carlo : flux d'exoplanètes fictives autour de ProximaCen, à 550 nm, en fonction de la séparation angulaire. Une base de 2,7 m est nécessaire pour résoudre 90% des exoplanètes fictives. Deux télescopes de 2 m sont nécessaires pour observer 90% des flux générés.

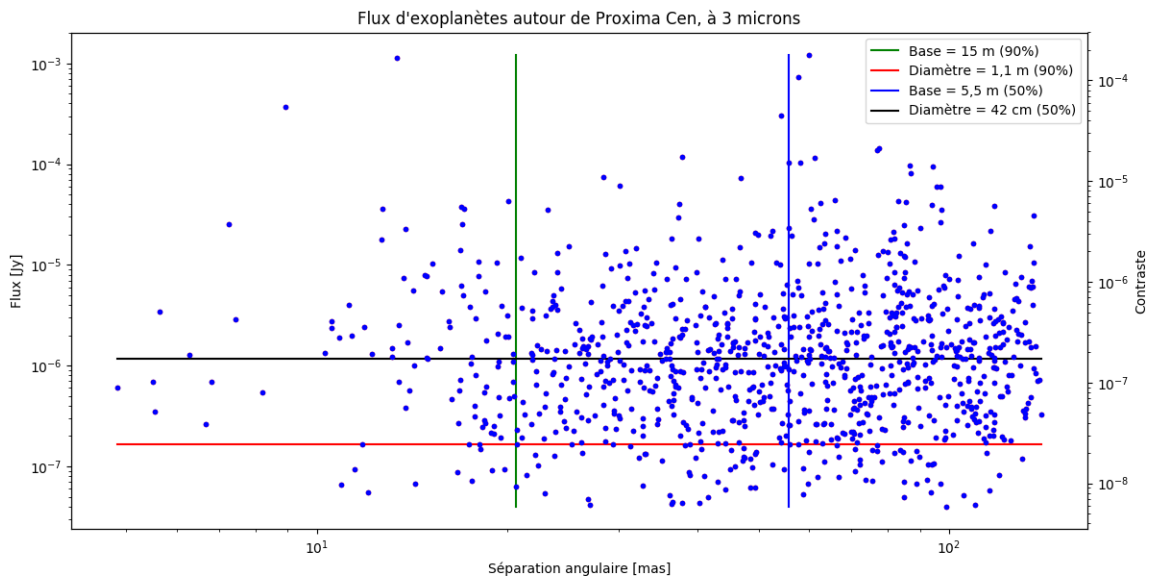


FIGURE 4.20 – Simulations de Monte-Carlo : flux d'exoplanètes fictives autour de Proxima Cen, à 3 microns, en fonction de la séparation angulaire. Une base de 15 m est nécessaire pour résoudre 90% des exoplanètes fictives. Deux télescopes de 1,1 m sont nécessaires pour observer 90% des flux générés.

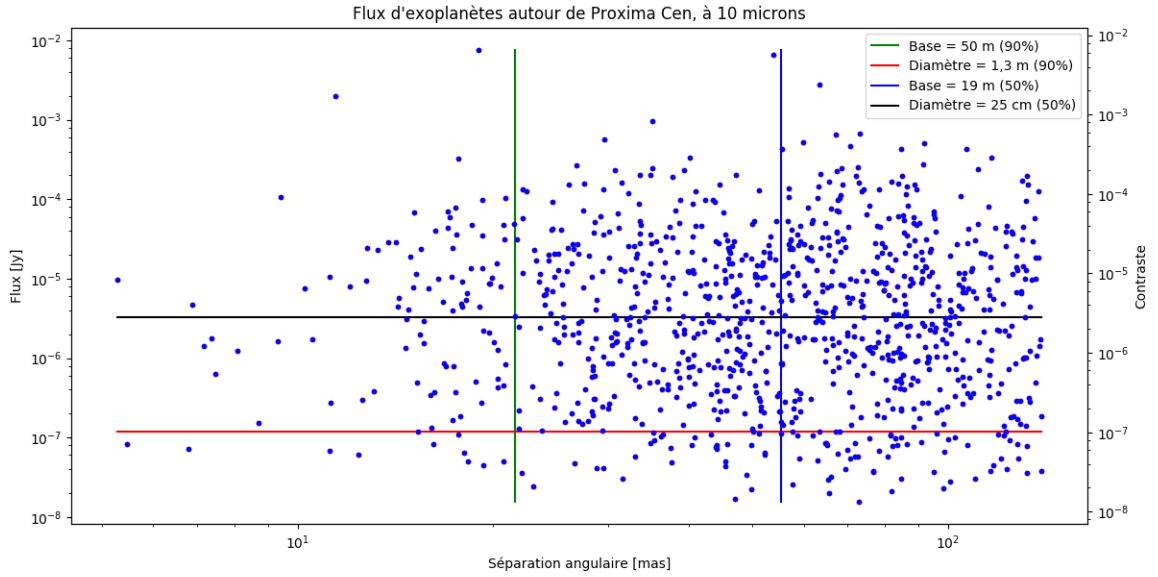


FIGURE 4.21 – *Simulations de Monte-Carlo : flux d'exoplanètes fictives autour de Proxima Cen, à 10 microns, en fonction de la séparation angulaire. Une base de 50 m est nécessaire pour résoudre 90% des exoplanètes fictives. Deux télescopes de 1,3 m sont nécessaires pour observer 90% des flux générés.*

crons d'exoplanètes autour de Proxima Centauri est le plus difficile à réaliser. Il faudrait deux télescopes de 1,3 m séparés d'une distance de 50 mètres pour détecter plus 90% des flux et 90% des séparations angulaires. La mission spatiale serait donc de bien plus grande ampleur : deux gros télescopes volant en formation.

On peut donc résumer les configurations capables de détecter plus de 80% des exoplanètes dans la table suivante :

TABLE 4.8 – Résumé des configurations possibles pour Alpha Cen A, en visible (550 nm), à 3 microns et à 10 microns.

	Alpha Cen A	Alpha Cen A	Proxima Cen	Proxima Cen
	Base [m]	Diamètre [m]	Base [m]	Diamètre [m]
Visible	1,3	0,06	2,7	2
3 microns	7	0,09	15	1,1
10 microns	25	0,06	50	1,3

### Une autre approche pour les simulations : le *colormap*

Pour réaliser nos simulations de Monte-Carlo, nous nous sommes basés sur le tableau de statistiques qui a été réalisé sur base des données du satellite *Kepler* de la NASA (Fressin *et al.* 2013). Nous allons maintenant tenter une autre approche : pour chaque étoile d'intérêt, nous

créons une matrice  $M$  de flux  $M_{i,j}$  pour des exoplanètes de période  $i$  et de rayon  $j$ , où  $i$  varie entre 1 à 100 jours et  $j$  varie entre 1 et 30 rayons terrestres. Cette matrice est représentée sous forme d'un tableau coloré (voir par exemple, la Figure 4.22) dont la couleur représente le flux total (somme du flux thermique et du flux réfléchi) de l'exoplanète, selon une échelle de couleurs logarithmique. Les Figures 4.22 à 4.27 illustrent les cas d'Alpha Centauri A et de Proxima Centauri, pour les longueurs d'onde de 550 nm, 3  $\mu\text{m}$  et 10  $\mu\text{m}$ . Sur ces figures, on superpose aussi les résultats de nos simulations de Monte-Carlo. La résolution angulaire de l'interféromètre est d'environ 40 mas pour le cas d'Alpha Centauri A, et d'environ 20 mas pour celui de Proxima Centauri. Cela correspond à une séparation physique entre l'exoplanète et son étoile hôte de 0,055 UA pour le cas d'Alpha Centauri A, et de 0,027 UA pour celui de Proxima Centauri. Dans les deux cas, cela correspond à peu près à une période orbitale de 5 jours.

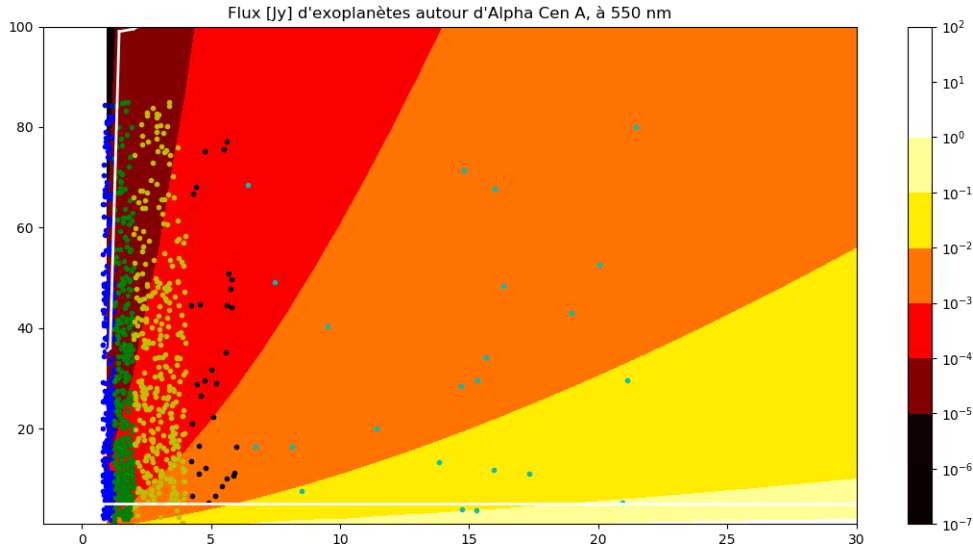


FIGURE 4.22 – Matrice de flux pour des exoplanètes autour d'Alpha Centauri, selon leur rayon et leur période orbitale, pour une observation dans le visible. L'échelle de flux est logarithmique. Les points de couleurs illustrent la répartition des exoplanètes générées par nos simulations de Monte-Carlo (voir section 4.3.4). Les points bleus, verts, jaunes, noirs et cyan illustrent respectivement les catégories des exoplanètes selon la table 4.2 : Terres, Super-Terres, Petites Neptunes, Grandes Neptunes et Géantes. Les lignes blanches délimitent les zones détectables ; tout ce qui se trouve à gauche ou en-dessous d'une ligne blanche est indétectable selon la configuration donnée à la Table 4.8.

Les figures 4.23 à 4.27 illustrent les autres cas, respectivement pour Alpha Centauri A pour une observation à 3  $\mu\text{m}$ , puis pour une observation à 10  $\mu\text{m}$ , et ensuite les trois cas pour Proxima Centauri, à 550 nm, 3  $\mu\text{m}$  et 10  $\mu\text{m}$ .

La Figure 4.28 montre la répartition des exoplanètes générées par nos simulations de Monte-Carlo selon le rayon et la période orbitale de l'exoplanète. L'occurrence de ces exoplanètes illus-



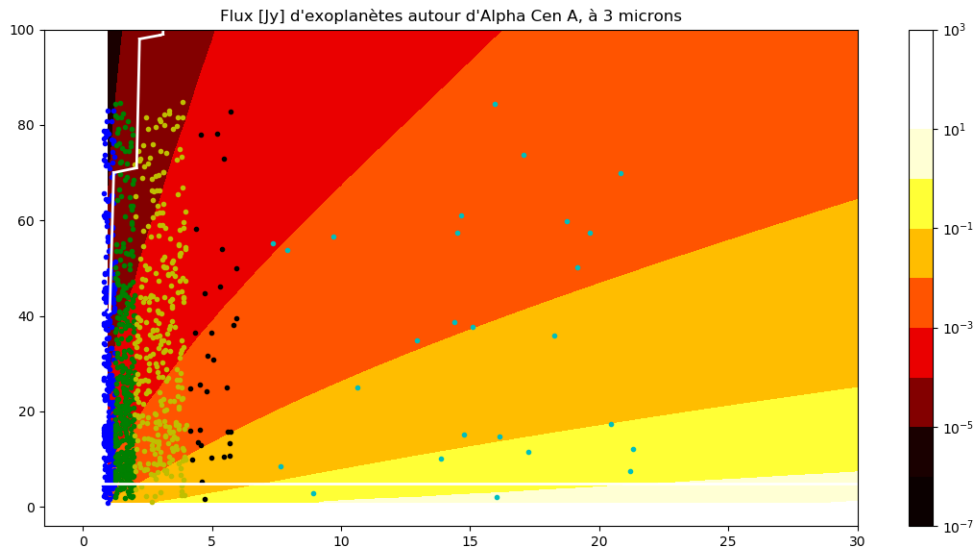


FIGURE 4.23 – Colormap pour le cas d'Alpha Centauri, 3  $\mu\text{m}$ .

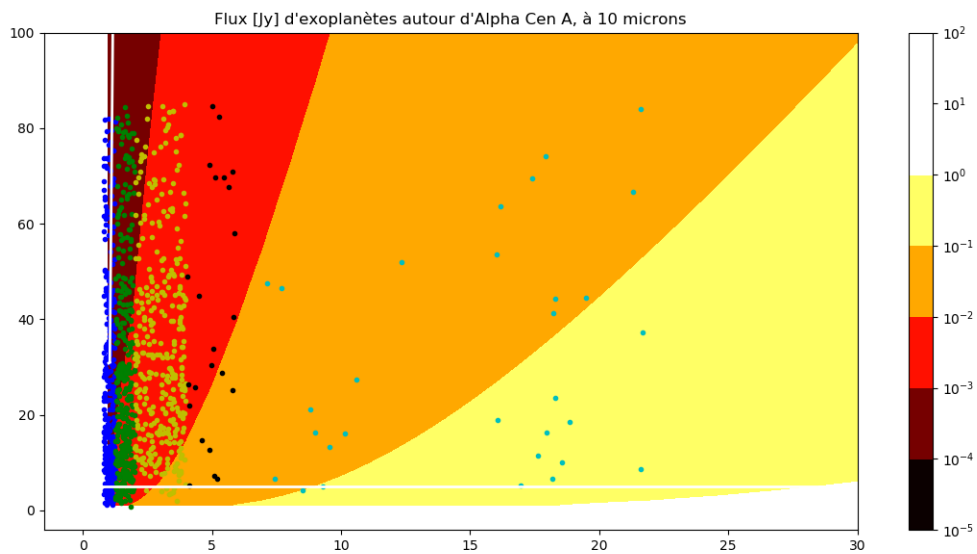


FIGURE 4.24 – Colormap pour le cas d'Alpha Centauri, 10  $\mu\text{m}$ .

trent les probabilités tirées de Fressin *et al.* (2013) (voir Table 4.2).

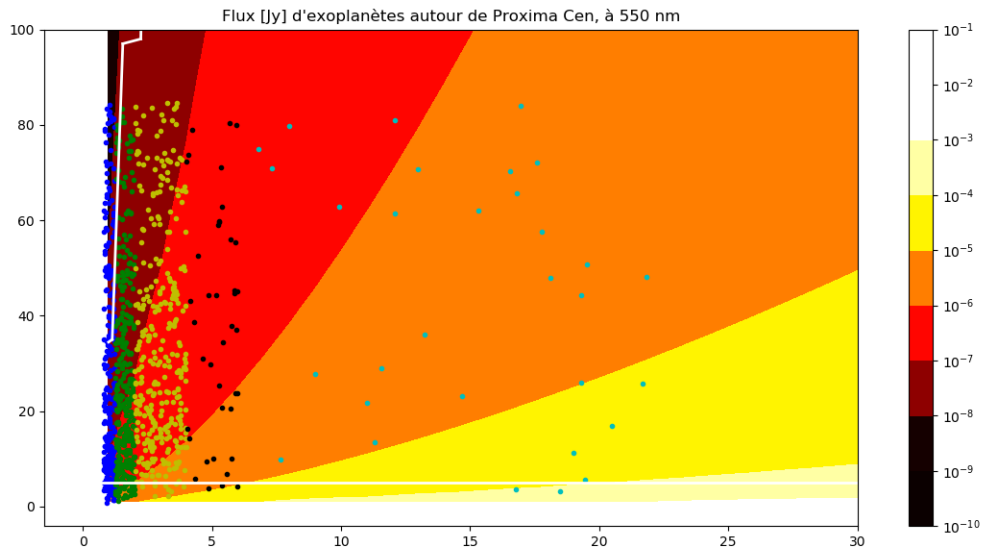


FIGURE 4.25 – Colormap pour le cas de Proxima Centauri, 550 nm.

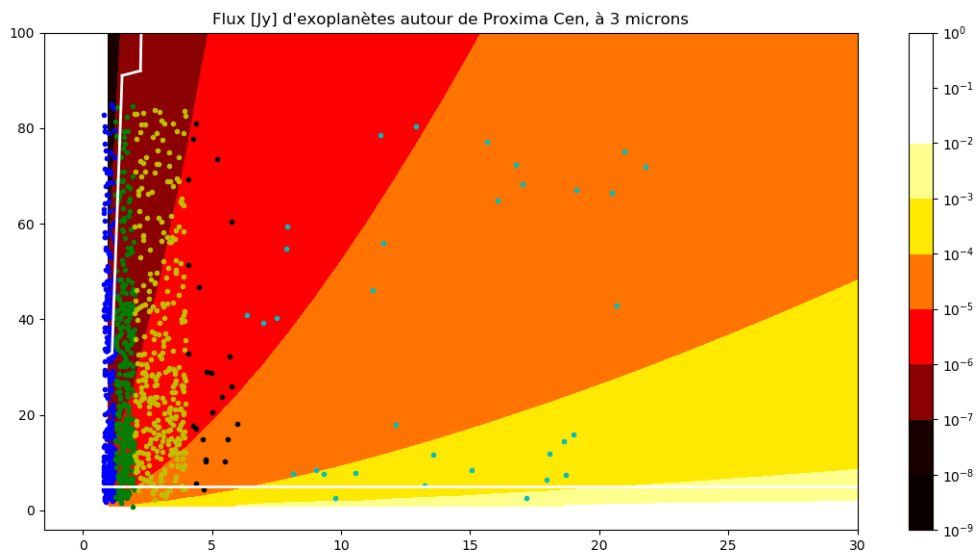


FIGURE 4.26 – Colormap pour le cas de Proxima Centauri, 3  $\mu m$ .

### 4.3.5 Choix de la longueur d'onde et de la configuration

En considérant que l'on souhaite optimiser le nombre de détections d'exoplanètes, tout en ayant la contrainte de travailler avec une petite plateforme interférométrique, nous devons choisir la base et la taille des télescope adéquates. Ce choix déterminera également celui de la longueur d'onde. Les configurations pour l'interféromètre (base et diamètre des deux télescopes) sont

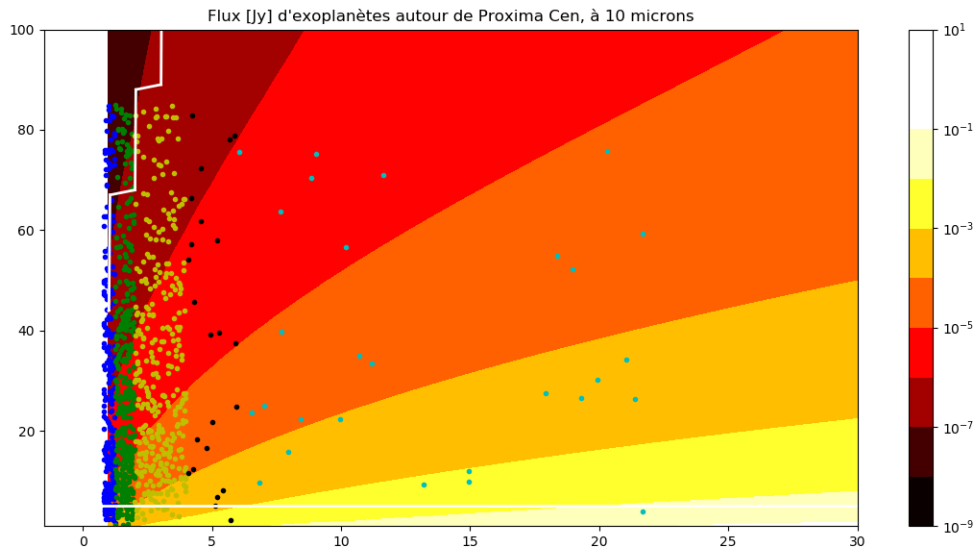


FIGURE 4.27 – Colormap pour le cas de *Proxima Centauri*,  $10 \mu\text{m}$ .

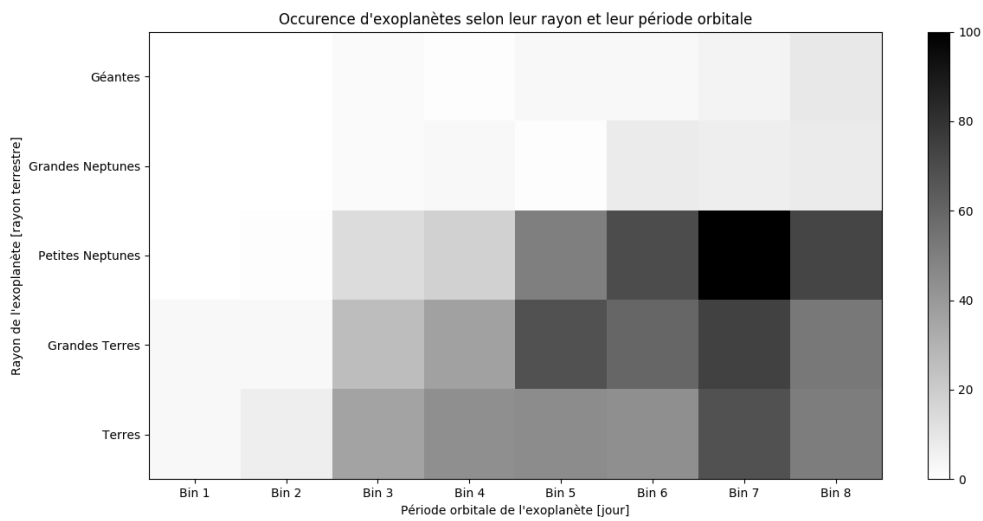


FIGURE 4.28 – Occurrence d'exoplanètes générées par simulations de Monte-Carlo sur base des données de Kepler. Les bins de période orbitale et les catégories de rayon font directement référence au tableau de statistiques d'occurrence d'exoplanètes de Fressin et al. (2013) (voir Table 4.2).

résumées dans la Table 4.8.

À 10 microns, la taille des télescopes requise pour la détection d'exoplanètes est la plus petite, et donc la plus favorable. Deux télescopes de 1,3 mètres permettent de détecter 90% des flux d'exoplanètes autour de Proxima Centauri (voir Figure 4.21), et cette taille descend à

seulement 6 cm pour le cas d'Alpha Centauri A (voir Figure 4.18). La raison de ce phénomène est que nous avons simulé des planètes de très courtes périodes orbitales (inférieures ou égales à 85 jours), et donc très proches de leur étoile. De plus, Alpha Centauri A étant une étoile de type solaire, les exoplanètes simulées sont donc très chaudes (voir Figure 4.10) et émettent principalement dans l'infrarouge thermique. Néanmoins, ce domaine de longueurs d'onde présente plusieurs désavantages : outre le fait qu'une observation à 10 microns requiert de l'ingénierie thermique afin de refroidir les optiques et le détecteur, la base requise pour détecter 90% des séparations angulaires est de 25 m pour le cas d'Alpha Centauri A, et de 50 m autour de Proxima Centauri. En effet, une plus grande base est nécessaire pour une observation à de plus grandes longueurs d'onde. De plus, Alpha Centauri A étant plus massive que Proxima Centauri, les exoplanètes fictives orbitent plus près de cette dernière, ce qui requiert donc une plus grande résolution angulaire, et donc une plus grande base. De telles bases sont incompatibles avec une petite plateforme. Il faut donc exclure le cas d'une observation à 10 microns.

Comparons maintenant les cas du visible et de l'infrarouge à 3 microns (voir Figures 4.16, 4.17, 4.19 et 4.20). Il est plus favorable d'observer en visible pour Alpha Centauri A, et dans l'infrarouge à 3 microns pour Proxima Centauri. L'observation de 90% des flux d'exoplanètes fictives autour d'Alpha Centauri requiert des télescopes de 6 cm dans le domaine visible, contre 9 cm dans l'infrarouge à 3 microns. Pour le cas de Proxima Centauri, c'est 3 m dans le visible contre 1,1 m dans l'infrarouge. Pour les deux étoiles, la base requise pour une observation dans le visible est naturellement plus petite pour une observation aux plus courtes longueurs d'onde. Ici, 1,3 m serait suffisant pour observer 90% des séparations angulaires autour d'Alpha Centauri A dans le visible, contre 7 m dans l'infrarouge. De manière similaire, la base requise est de 2,7 m dans le visible et de 15 m dans l'infrarouge, pour le cas de Proxima Centauri.

En nous limitant à une petite plateforme de type PROBA, une observation d'Alpha Centauri A dans le visible est la plus favorable. Le cas de Proxima Centauri est plus compliqué, puisque pour observer au moins 80% des exoplanètes fictives autour de cette étoile, le diamètre requis pour les pupilles d'entrées des télescopes est presque deux fois plus petit en infrarouge à 3 microns qu'en visible (1,1 m contre 2 m), mais la base requise est plus de cinq fois plus grande en infrarouge à 3 microns qu'en visible (15 m contre 2,7 m). Une base de 15 mètres est trop grande pour une petite plateforme, ce qui nous oblige à rejeter le cas de l'infrarouge. Néanmoins, le cas de Proxima Centauri en visible demande des plus gros télescopes, mais deux télescopes de 2 m chacun ne sont pas compatibles avec une petite plateforme. Nous allons donc devoir réduire la taille des pupilles d'entrée pour que cela puisse entrer dans un volume restreint.

Pour résumer, nous développerons les télescopes d'un interféromètre pour une observation dans le domaine visible. La pupille d'entrée de chaque télescope devra être assez petite pour entrer dans une petite plateforme, mais assez grande pour observer le plus d'exoplanètes possible autour de Proxima Centauri. Nous partirons sur un diamètre de pupille d'entrée de 50 cm, un diamètre plus gros ne pouvant être compatible avec notre volume restreint. Pour la base de

l'interféromètre, elle devra être d'au moins 1,3 m pour résoudre 90% des exoplanètes autour d'Alpha Centauri A, et d'au moins 2,7 mètres pour le cas de Proxima Centauri. Notons cependant que notre taille de pupille d'entrée étant limitée par une petite plateforme, il ne sera pas possible de détecter ces 90% d'exoplanètes.

## 4.4 Prédictions pour FIRST-S

Dans la section 3.2.4, nous avons évoqué le projet FIRST-S. Comme contribution à ce projet, nous simulons le cas scientifique d'un CubeSat de 6 unités qui aurait 2 miroirs de 9 cm et une base de 55 cm. Nous supposons un SNR de 5, un temps d'intégration d'un jour, et une transmission instrumentale de 20%. De la même manière que précédemment, nous utilisons notre seconde version des simulations de Monte-Carlo. Les exoplanètes générées ont alors un rayon allant de 0,8 à 22 rayons terrestres, et leur période orbitale va de 1 à 86 jours.

Nos simulations montrent que pour observer des exoplanètes autour d'Alpha Centauri A, la configuration donnée de FIRST-S permettrait de détecter aux alentours de 56%. La base étant le facteur qui limite ce pourcentage. Le contraste moyen est de  $3.10^{-7}$ .

Les résultats sont plus pessimistes pour Proxima Centauri (voir Figure 4.29), puisque seulement 2% des cas générés sont détectables. Ici, la base est non seulement trop petite (Proxima

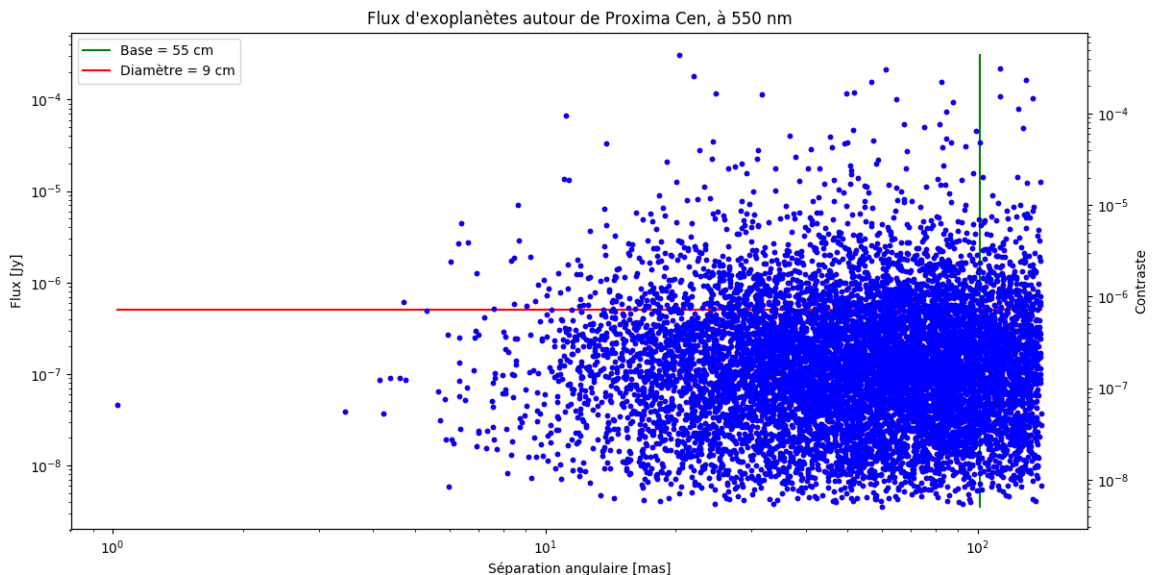


FIGURE 4.29 – Flux d'exoplanètes pour Proxima Centauri en fonction de la séparation angulaire, à 550 nm. La barre verticale situe la base de l'interféromètre FIRST-S. Tout ce qui est à gauche de cette barre est angulairement trop petit pour être détecté par l'interféromètre. La barre horizontale situe le flux détectable selon le diamètre de la pupille d'entrée des deux télescopes. Les points situés sous cette barre présentent un flux trop petit pour être détectable par FIRST-S.

Centaury étant moins massive qu'Alpha Centauri A, une exoplanète avec un certaine période orbitale sera encore plus proche si elle se trouve autour de Proxima Centauri que d'Alpha Centauri A), mais les télescopes sont aussi trop petits (l'étoile Proxima Centauri émet principalement dans l'infrarouge, donc une observation dans le visible demande de plus grosses pupilles d'entrées). Enfin, le contraste moyen est de  $10^{-6}$ .

## Chapitre 5

# Conception de l'interféromètre

### 5.1 À propos de l'instrument

La première partie de ce travail était de simuler les sources astrophysiques et de déterminer la base adéquate pour l'interféromètre, ainsi que les détecteurs et la taille des télescopes nécessaires pour obtenir un SNR de 5. Nous avons mis en évidence la nécessité de travailler dans le domaine visible afin de réduire les exigences en termes de taille, de manière à pouvoir utiliser une petite plateforme. À travers cette partie, nous allons maintenant développer la partie de collection des faisceaux lumineux (voir Figure 2.4), qui consiste en la conception des télescopes. Nous discuterons ensuite brièvement du transport et de la combinaison des faisceaux, sans en effectuer la modélisation car cela sortirait du cadre de ce travail.

L'interféromètre sera constitué de deux télescopes jumeaux qui enverront chacun leur lumière collectée dans une fibre optique monomode (voir Figure 5.1). Cette dernière servira à la fois de transport des faisceaux et de filtrage modal. Sur le site internet Thorlabs (2018) qui propose un catalogue de fibres optiques, nous choisissons la fibre optique monomode S405-XP, qui opère entre 400 et 680 nm. Cette fibre possède une ouverture numérique qui se situe entre 0,12 et 0,14, ainsi qu'un diamètre de cœur de 10 microns et une gaine de 125 microns. Une fois la lumière injectée dans ces guides d'onde, elle se propagera jusqu'au combineur de faisceaux. Nous verrons que dans notre cas, la combinaison des faisceaux pourrait se faire au moyen d'un coupleur en Y qui aurait deux entrées pour les fibres optiques de chaque télescope, et en ressortirait une unique fibre qui projetera sa lumière sur le détecteur. Dans le cas où nous souhaiterions obtenir des informations photométriques de chaque télescope, le coupleur en Y sera remplacé par un composant d'optique intégrée.

Les télescopes de notre interféromètre étant identiques, nous présenterons la conception d'un seul télescope. Pour réaliser sa conception, nous utiliserons deux logiciels de conception optique : Code V et ASAP. Le premier nous permettra de concevoir le télescope en tant que tel, notamment à l'aide de son outil d'optimisation performant. Nous modéliserons ensuite ce même télescope dans ASAP qui nous permettra d'effectuer une analyse plus complète, notamment à travers l'étude physique de l'injection de lumière dans la fibre optique.

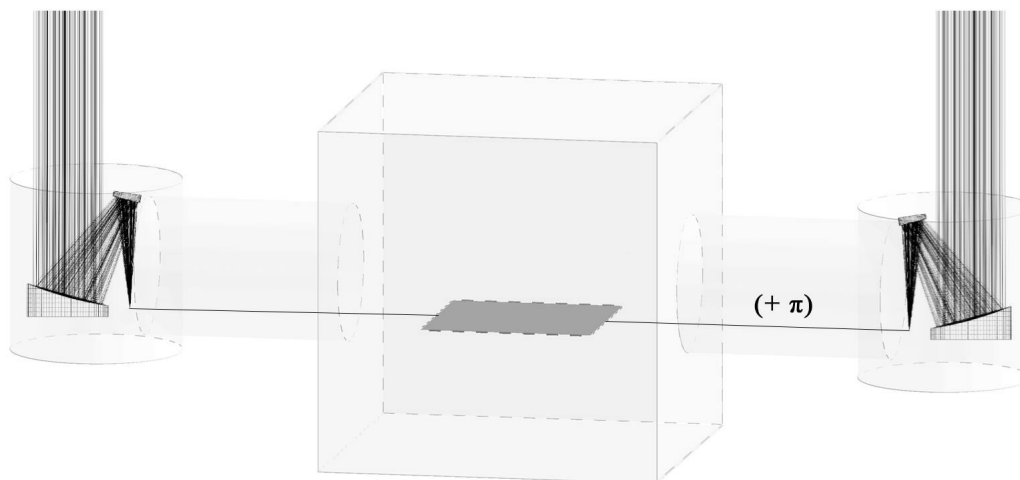


FIGURE 5.1 – Schéma de l'interféromètre (pas à l'échelle). Les faisceaux lumineux arrivent sur les télescopes et sont réfléchis par les miroirs jusqu'à la fibre optique, passant par chaque bras de l'interféromètre. La fibre optique (schématisée par une droite) transporte les faisceaux lumineux jusqu'au cœur du satellite où aura lieu la combinaison des faisceaux, par exemple au moyen d'un composant d'optique intégrée (schématisé par un plan grisé). Un décalage de  $\pi$  a lieu entre les deux bras de l'interféromètre pour y effectuer de l'interférométrie de nulling.

## 5.2 Le logiciel Code V

Pour la conception de ces télescopes, nous utiliserons le logiciel de conception optique *Code V*, produit par *Optical Research Associates*. D'importantes informations quant à son utilisation se trouvent dans le manuel de référence (Synopsys. 2017b) ainsi que dans le *Prompting Guide* (Synopsys. 2017a) et le *Test Drive* (Synopsys. 2017c). Ce logiciel permet notamment de faire du *ray-tracing* (tracé de rayons), d'optimiser le design optique et d'analyser le *spot diagram*<sup>1</sup>. L'atout majeur du logiciel Code V est en effet sa capacité à optimiser un système optique. Grâce à cela, nous pouvons par exemple choisir d'optimiser le design de manière à minimiser la taille RMS (Root Mean Square) du *spot* lumineux. Notre télescope doit pouvoir injecter la lumière récoltée de tout le champ de vue dans le cœur d'une fibre optique monomode, ce qui demande que la taille de la PSF (Point Spread Function) soit inférieure ou égale au diamètre du cœur de la fibre. La PSF englobe à la fois la tache d'Airy et les aberrations géométriques ; elle mesure la performance optique. Pour un système optique parfait, la PSF sera limitée à la tache d'Airy. On est alors limité par la diffraction. La Figure 5.2 montre le repère orthonormé pour les designs en 2 dimensions dans Code V. La source vient de la gauche et les rayons sont envoyés vers la droite (vers les Z positifs).

1. Un *spot* représente la tache image pour un certain champ de vue. L'ensemble des *spots* constitue l'image complète au plan focal.



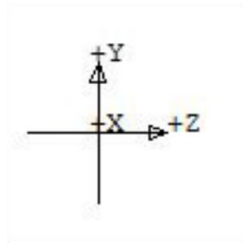


FIGURE 5.2 – Repère orthonormé pour les designs en 2 dimensions dans Code V. Le haut et le bas se rapportent à l'axe Y, tandis que la gauche et la droite se rapportent à l'axe Z.

### 5.3 Conditions limites

La conception de chaque télescope sera déterminée par le choix d'un rapport focal (ou *f-number*). Ce dernier est le rapport entre la longueur focale de l'instrument et son diamètre. Il s'écrit :

$$F\# = f/number = \frac{f}{D}. \quad (5.1)$$

Le *f-number* de chaque télescope doit respecter plusieurs contraintes :

- Puisque nous souhaitons injecter la lumière collectée de chaque télescope dans une fibre optique monomode, le diamètre du cœur de la fibre est une première contrainte. Dans un cas limité par la diffraction, nous souhaiterions idéalement que le tout le centre de la tache d'Airy puisse entrer dans le cœur, de manière à limiter les pertes d'énergie lors de l'injection dans la fibre. Pour cela, la tache d'Airy doit être plus petite que le diamètre de cœur de la fibre, qui selon notre choix de longueur d'onde, se limite à 10 microns seulement. Cette première contrainte s'écrit donc comme

$$2,44\lambda \frac{f}{D} \leq 10 \mu\text{m} \quad (5.2)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde maximale (680 nm, celle qui donne la plus grosse tache d'Airy) que peut accepter la fibre optique. Selon les spécificités techniques de la fibre optique, décrites en introduction de ce chapitre, nous obtenons

$$\frac{f}{D} \leq 6,027. \quad (5.3)$$

- Pour pouvoir injecter le cône de lumière dans la fibre optique, il faut que celui-ci soit plus petit que le cône d'acceptance de la fibre, qui est déterminé par l'ouverture numérique de la fibre. Un rayon lumineux ne pourra être guidé correctement par réflexion totale interne que s'il provient de ce cône d'acceptance.

L'ouverture numérique de la fibre est définie comme

$$N.A. = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (5.4)$$

où  $n_c$  définit l'indice de réfraction du cœur, et  $n_g$  est l'indice de réfraction de la gaine.

Soit  $\alpha_{max}$  l'angle d'acceptance de la fibre, qui définit l'angle maximal qui définit le cône d'acceptance de la fibre, on peut aussi exprimer l'ouverture numérique de la fibre comme étant

$$N.A. = n_{\text{milieu extérieur}} \sin(\alpha_{max}) \quad (5.5)$$

où  $n_{\text{milieu extérieur}}$  est l'indice de réfraction du milieu extérieur à la fibre.

La valeur de l'ouverture numérique  $N.A.$  (*Numerical Aperture*) de la fibre que nous avons choisie se situe entre 0,12 et 0,14; nous devons prendre la valeur minimale de manière à être certain que les rayons seront guidés dans la fibre optique. Pour que le cône de lumière soit plus petit que le cône d'acceptance de la fibre, il faut que le rapport focal du télescope soit plus grand que  $\frac{1}{2N.A.}$ . Notre condition limite s'écrit donc

$$\frac{f}{D} \geq 4,167. \quad (5.6)$$

- La dernière condition porte en fait directement sur la longueur focale. L'instrument possédant un certain champ de vue, les rayons à champ nul et à champ non nul vont focaliser à différents endroits. Le champ de vue maximal  $\theta$  donne une distance maximale entre les taches d'Airy de différents champs de vue qui égale à  $f \tan(\theta)$ . Puisque nous souhaitons injecter la lumière collectée dans la fibre optique, l'enveloppe de ces deux taches d'Airy doit pouvoir entrer dans la fibre. La distance entre ces deux taches de diffraction doit donc être inférieure au diamètre de cœur de la fibre, ce qui s'écrit

$$f \tan(\theta) \leq 10 \mu\text{m}. \quad (5.7)$$

Or, notre système cible étant le système Alpha Centauri situé à environ 1,32 pc, le champ de vue  $\theta = \frac{x \text{ UA}}{1,32 \text{ pc}}$  où  $x$  est le nombre d'unités astronomiques ( $x$  est donc sans dimension). La condition se réécrit alors comme

$$x.f \leq 2,7 \text{ m}. \quad (5.8)$$

En conclusion, il existe plusieurs possibilités pour la longueur focale et pour le rapport focal. Pour résumer, le rapport focal  $\frac{f}{D}$  doit être entre 4,167 et 6,027; la longueur focale est limitée par l'équation  $x.f \leq 2,7 \text{ m}$  où  $x$  est le nombre d'unités astronomiques du champ de vue. Un rapport focal plus petit sera plus favorable pour que la tache d'Airy entre dans le cœur de la fibre, mais un rapport focal plus grand sera plus favorable pour que les rayons lumineux se situent dans le cône d'acceptance de la fibre. Enfin, un autre compromis à faire est sur les diamètres des télescopes. Ceux-ci doivent être assez grands pour pouvoir récolter assez de flux pour la détection d'exoplanètes, mais assez petits pour entrer dans une petite plateforme.

Si l'on souhaite obtenir le plus de flux possible (ce qui demande les plus gros télescopes possibles compatibles avec une petite plateforme), un rapport focal de 6 devrait être choisi. Mais la taille des télescopes va limiter le champ de vue maximal que l'on puisse s'autoriser. Par exemple, si  $D = 50 \text{ cm}$  avec  $\frac{f}{D} = 6$ , alors  $f = 3 \text{ m}$  et le champ de vue maximal ne fait que 0,9

UA (ce qui ne donne que 0,45 UA de part et d'autre de l'étoile). À l'inverse, si l'on souhaite obtenir un plus gros champ de vue, nous devons prendre la plus petite longueur focale possible à cause de la condition 5.8. Puisque la condition 5.6 limite notre rapport focal à au moins 4,167, la volonté d'obtenir un plus grand champ de vue limite la taille des télescopes, et donc le flux récolté.

## 5.4 Conception des télescopes avec f/6

La conception des télescopes doit se faire selon le choix du rapport focal qui doit nécessairement se situer entre 4,167 et 6,027. Nous allons ici exposer les deux cas extrêmes, le *trade-off* devant se situer entre ces deux cas.

Un premier design peut donc être fait avec un rapport focal de 6, avec disons des télescopes de 50 cm. Selon nos simulations effectuées au Chapitre 5, un télescope de 50 cm est bien suffisant pour observer des exoplanètes autour d'Alpha Cen A ; ce serait par contre plus compliqué dans le cas de Proxima Cen. Mais une taille de 50 cm par télescope est la plus grande que l'on puisse se permettre sur une petite plateforme. Nous partons donc sur cette idée pour commencer, et nous pourrions réajuster la taille du télescope plus tard en remettant simplement à l'échelle notre design.

Avec une longueur focale de 3 mètres, nous obtenons un champ de vue maximal de

$$\theta = \frac{0,9 \text{ UA}}{1,32 \text{ pc}} = 3,30554783 \cdot 10^{-6} \text{ rad} = 0.00018939393^\circ \approx 681,82 \text{ mas.}$$

Nous allons concevoir ce télescope avec deux figures de mérite : d'une part, nous souhaitons minimiser les aberrations optiques de manière à ce que le système optique soit uniquement limité par la diffraction ; d'autre part, nous devons minimiser le volume du télescope pour que celui-ci soit compatible avec une petite plateforme.

Pour optimiser les performances optiques, nous utilisons un miroir parabolique qui permet de s'affranchir de l'aberration sphérique (aberration intrinsèque à la géométrie d'un miroir sphérique). Les rayons convergent alors au foyer de la parabole. Pour minimiser le volume, nous rendons le design plus compact en le repliant sur lui-même. Pour cela, nous ajoutons des miroirs supplémentaires. Ceux-ci peuvent être des miroirs plans, paraboliques ou asphériques. On peut par exemple s'inspirer du projet PicSat pour créer un design composé d'un miroir parabolique et d'un miroir plan, comme illustré à la Figure 5.3.

On peut encore rendre ce design plus compact (voir Figure 5.4), en ajoutant un miroir plan et en faisant pivoter le miroir secondaire de manière à renvoyer les rayons vers le bas, puis vers la droite, en ajoutant un deuxième miroir plan (voir Figure 5.2). L'introduction d'un troisième miroir permet de replier le chemin lumineux et ainsi de rendre le design plus compact. La PSF est la même que celle obtenue avec un miroir parabolique et un seul miroir plan.

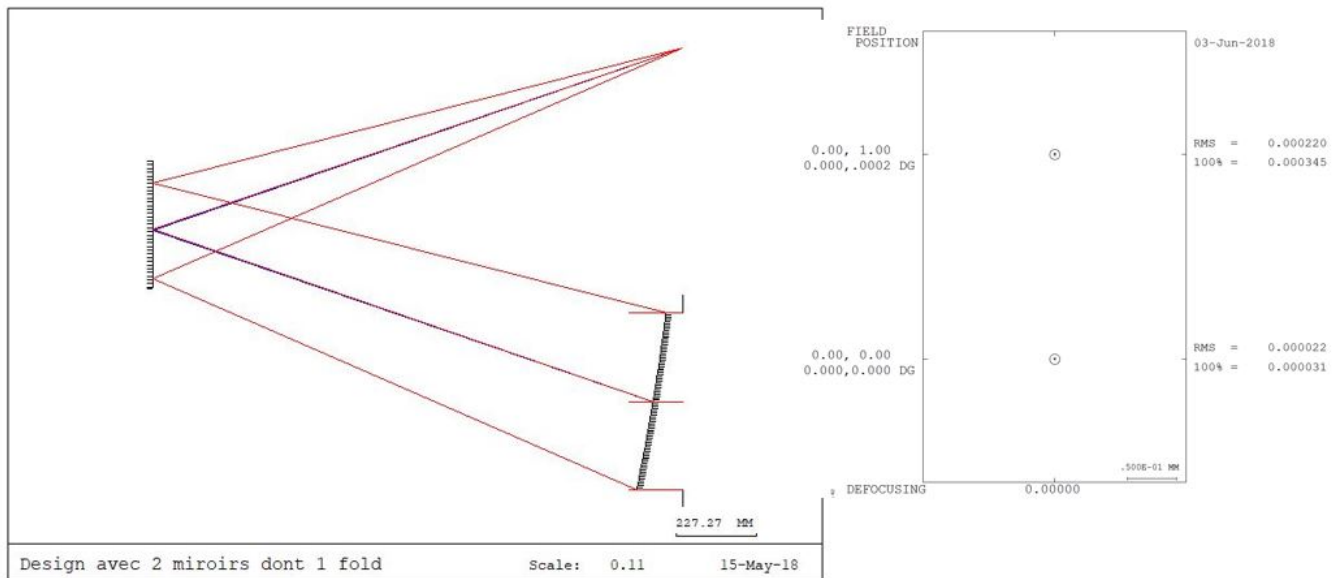


FIGURE 5.3 – *Design avec deux miroirs dont un fold. Les rayons arrivent par la gauche, sont réfléchis sur le miroir primaire (parabole hors-axe) vers le miroir secondaire (miroir plan). Les rayons focalisent au-dessus du miroir primaire.*

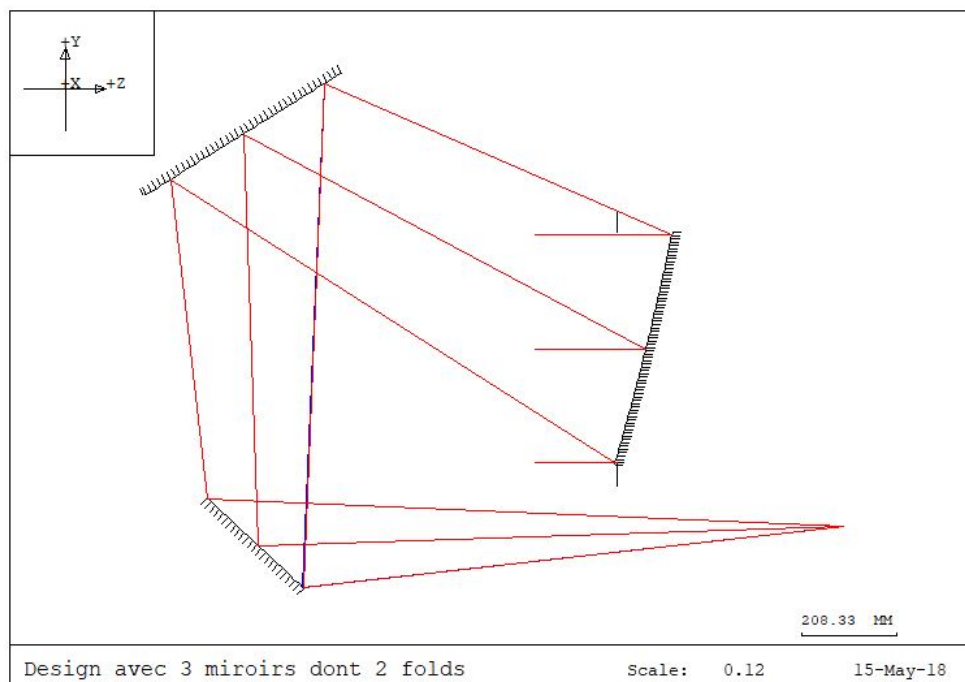


FIGURE 5.4 – *Design avec trois miroirs dont deux folds. Les rayons arrivent par la gauche, sont réfléchis sur le miroir primaire (parabole hors-axe). La lumière suit alors le chemin que lui guident les deux miroirs plans. Les rayons focalisent alors derrière le miroir primaire, ce qui rend le design plus compact.*

On peut aussi préférer rendre le design plus compact sans ajouter un troisième miroir. Pour

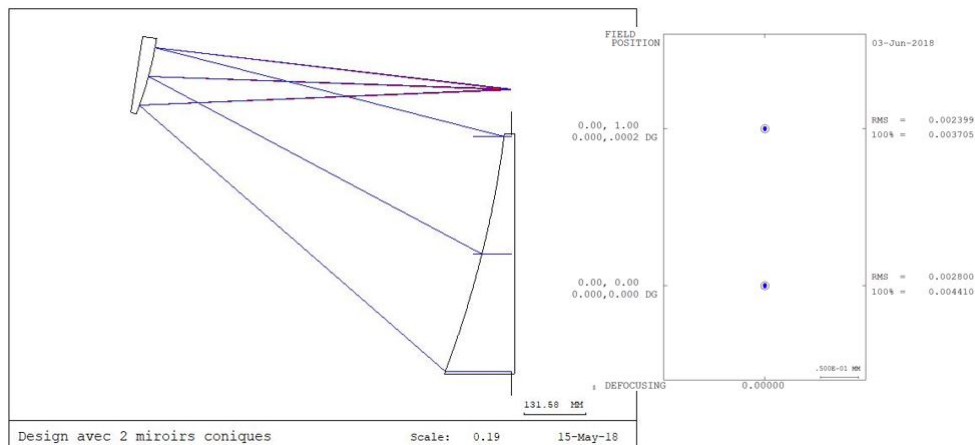


FIGURE 5.5 – *Design avec deux miroirs coniques.* À la droite de cette figure sont présentés les spots pour deux champs de vue : le spot du bas pour le champ nul et le spot du haut au bord du champ de vue ( $0,0002^\circ$ ). La taille du spot est exprimée en mm, selon sa taille totale (100%) et sa taille RMS. Dans le cas présenté sur cette figure, les aberrations optiques sont plus petites que la tache d’Airy qui est de  $5,86 \mu\text{m}$  de diamètre pour  $\lambda = 400 \text{ nm}$ . On est donc limité par la diffraction.

cela, utilisons un second miroir parabolique (voir Figure 5.5). En laissant libres la distance entre les deux miroirs ainsi que les rayons de courbure et les constantes coniques des deux miroirs, l’outil d’optimisation de Code V nous suggère d’utiliser un second miroir convexe. On a ici un télescope qui présente à la fois de bonnes performances optiques (voir PSF), un design compact, et cela avec seulement deux miroirs. Pour ces raisons, ce design sera l’un de ceux que nous retiendrons.

#### 5.4.1 Autres essais

Nous avons toutefois essayé d’aller plus loin dans le compactage, en introduisant un ou deux miroirs supplémentaires (les Figures 5.6 à 5.10 illustrent ces essais).

Par exemple, nous rapprochons le deuxième miroir du premier. Puis, l’introduction d’un troisième miroir plan permet de recourber le faisceau lumineux de manière à ce que le design reste compact (5.8). Ce design n’offre pas de bonnes performances optiques car en obligeant les rayons à tourner toujours dans le même sens autour de l’axe X (voir Figure 5.2), les aberrations optiques ne se compensent pas.

Une autre approche consiste à effectuer un design avec trois miroirs asphériques (voir Figure 5.10). Si l’on souhaite confiner le système optique dans un volume très restreint, cela donne lieu au design illustré à la Figure 5.9. Celui-ci est trop compact car il ne présente pas de bonnes performances optiques. En revanche, en laissant Code V optimiser la distance entre les deuxième et troisième miroirs, on arrive à un design dont les performances optiques sont telles que l’on

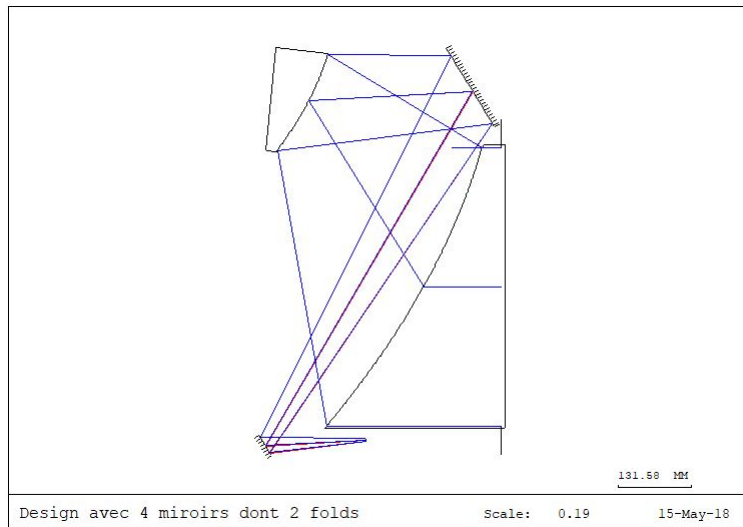


FIGURE 5.6 – *Design avec quatre miroirs dont deux miroirs plans. Si l'on souhaite renvoyer les rayons vers les Y négatifs, on ne peut pas utiliser un troisième miroir conique sous peine de faire converger les photons dans la pupille d'ouverture du télescope. Deux miroirs plans sont donc nécessaires : le premier pour renvoyer les faisceaux assez loin, le deuxième pour rendre le design le plus compact possible.*

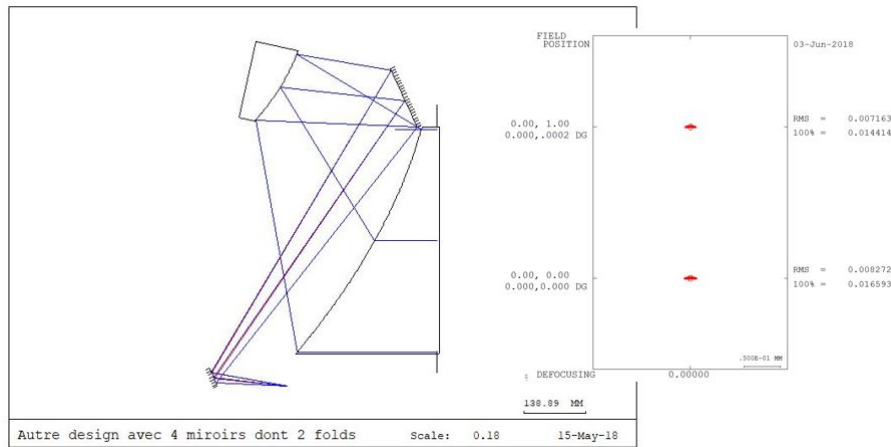


FIGURE 5.7 – *Autre design avec quatre miroirs dont deux miroirs plans. En cherchant à optimiser le design de la Figure 5.6, on n'arrive pas à obtenir de bonnes performances optiques. Les aberrations optiques dominant largement la tache d'Airy. Ce genre de configuration est donc à éviter.*

soit uniquement limité par la diffraction. Dans ce design, les aberrations se sont compensées.

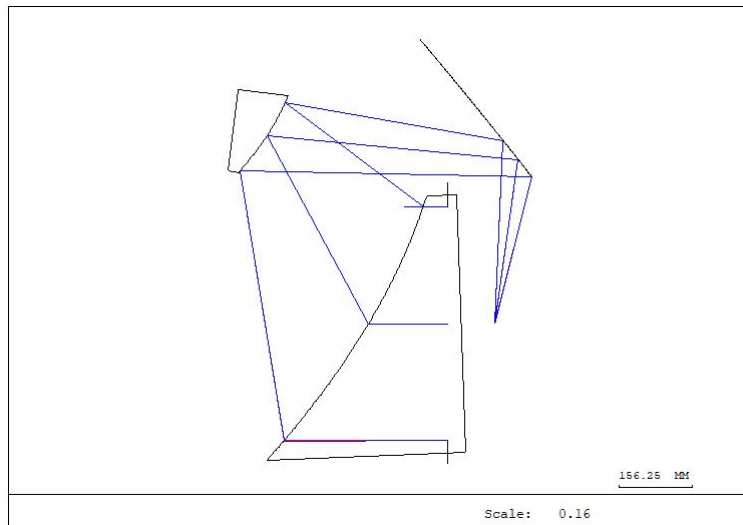


FIGURE 5.8 – Troisième configuration du design à trois miroirs. On souhaite rapprocher le deuxième miroir du premier. Ensuite, l'introduction d'un troisième miroir plan permet de recourber le faisceau lumineux de manière à ce que le design reste compact. Ce design n'offre pas de bonnes performances optiques car en obligeant les rayons à tourner toujours dans le même sens autour de l'axe  $X$ , les aberrations optiques ne se compensent pas.

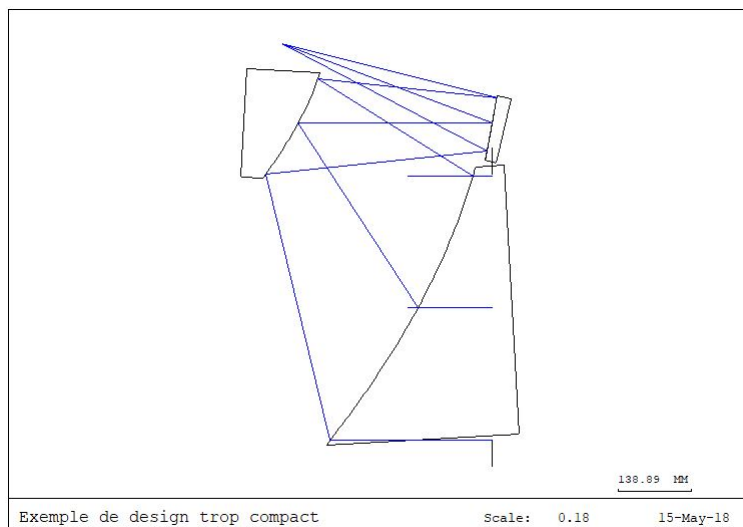


FIGURE 5.9 – Exemple de design trop compact avec trois miroirs. Par rapport au design précédent (voir Figure 5.8), les rayons sont renvoyés vers le deuxième miroir de manière à compenser les aberrations optiques. Cependant, la volonté de faire tenir tout le design dans un volume très restreint mène à des aberrations géométriques légèrement trop grandes. Elles sont du même ordre de grandeur que la plus petite tâche d'Airy autorisée, c'est-à-dire celle obtenue avec une longueur d'onde de 400 nm. Ce design est moyen, mais permet de montrer les dimensions minimales que devrait avoir un design composé de trois miroirs asphériques.

En conclusion, pour un télescope avec  $\frac{f}{D} = 6$ , nous proposons les designs illustrés aux Figures 5.5 et 5.10, qui présentent un agencement des miroirs le plus compact possible, tout en gardant de bonnes performances optiques puisque ces systèmes optiques sont limités par la diffraction.

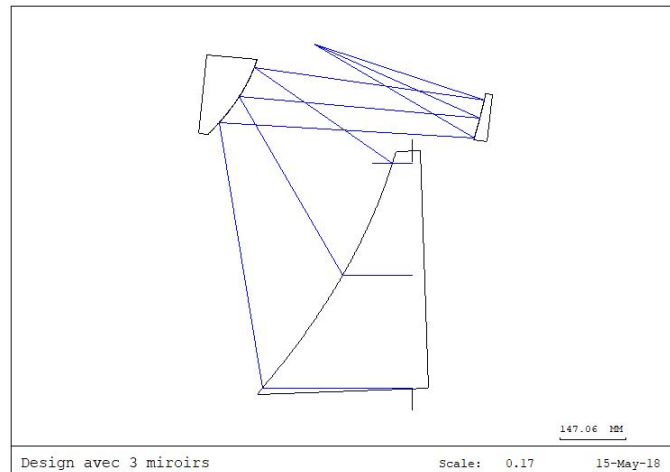


FIGURE 5.10 – *Design avec trois miroirs asphériques. En laissant Code V optimiser la distance entre les deuxième et troisième miroirs, on arrive à un design légèrement moins compact qu'à la Figure 5.9, mais dont les performances optiques sont telles que l'on soit uniquement limité par la diffraction. Dans ce design, les aberrations se sont compensées. Le design peut être obtenu en partant de la Figure 5.9 ou en partant de la Figure 5.8. En effet, l'outil d'optimisation de Code V nous ramène toujours à ce design. En plus du design présenté à la Figure 5.5, ce design sera aussi retenu pour la suite.*

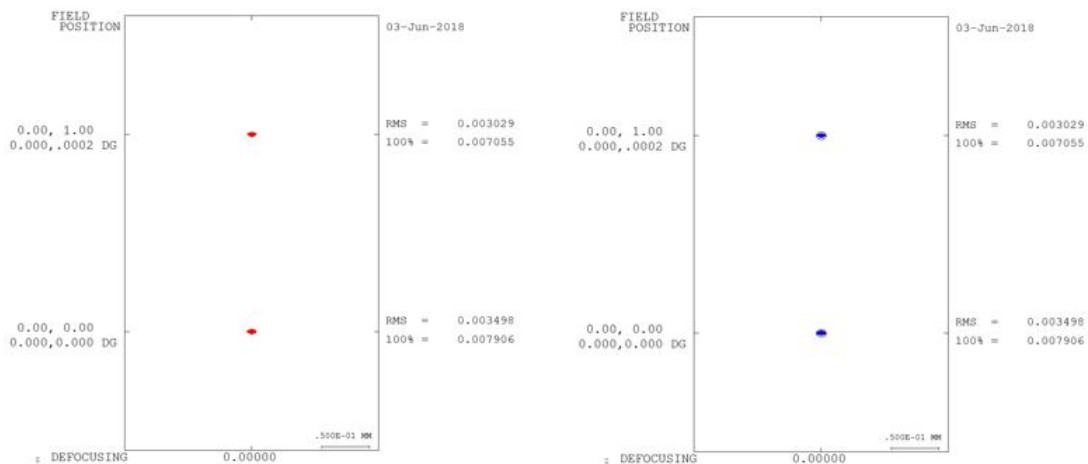


FIGURE 5.11 – *Comparaison des spots du design présenté à la Figure 5.10, pour les longueurs d'onde extrêmes de la bande spectrale de la fibre optique (400 nm à gauche et 680 nm à droite, sur la figure). Les aberrations géométriques sont identiques pour les deux cas, mais la taille de la tache d'Airy varie selon la longueur d'onde; elle est de 5,86  $\mu\text{m}$  à 400 nm, et de 10  $\mu\text{m}$  à 680 nm. Le cas à 680 nm est limité par la diffraction. Le système optique est correctement corrigé de toute aberration. En revanche, pour le cas à 400 nm, la tache d'Airy est plus petite et est légèrement dominée par les aberrations. Néanmoins, la PSF (qui englobe à la fois la tache d'Airy et les aberrations) est plus petite que le diamètre du cœur de la fibre optique, ce qui assure l'efficacité de ce design.*



Bien que la Figure 5.11 nous montre que les performances optiques du second design ne sont pas parfaites aux plus courtes longueurs d'onde autorisées, la PSF reste suffisamment petite pour entrer dans le cœur de la fibre optique. Le second design est donc plus compact, mais le premier design présente de meilleures performances et pour un design plus simple (limitant à la fois le coût et la masse, deux aspects importants dans le domaine spatial). Pour chacun des deux designs, le diamètre du miroir primaire est de 50 cm, mais une remise à l'échelle peut être effectuée pour rentrer dans une petite plateforme, sans en changer le design.

## 5.5 Conception des télescopes avec $f/4,167$

Un rapport focal de 4,167 est la limite minimale que nous puissions avoir pour que les rayons lumineux soient tous compris dans le cône d'acceptance de la fibre. Un tel rapport focal va rétrécir la taille de la PSF par rapport au cas précédent, ce qui nous assure que toute l'énergie soit injectée dans la fibre optique. De plus, le champ de vue sera maximisé, puisqu'il est plus facile de faire entrer l'enveloppe des taches d'Airy dans la fibre que pour le cas décrit dans la section précédente.

La Table 5.1 présente quelques possibilités de combinaison des valeurs de  $f$  (en m),  $D$  (en cm) et  $x$  (en UA), avec le plus petit rapport focal autorisé ( $F\# = 4,167$ ). Notons que ce champ de vue devrait en pratique être plus petit, pour s'assurer d'obtenir le plus de flux possible lors de l'injection dans la fibre optique. Chacune de ces configurations donne une tache d'Airy de  $7 \mu\text{m}$  de diamètre.

TABLE 5.1 – Possibilités de configurations du rapport focal avec le champ de vue maximal de l'interféromètre (de part et d'autre de l'étoile). Chacune de ces configurations donne une tache d'Airy de  $7 \mu\text{m}$  de diamètre.

$f$ [cm]	$D$ [cm]	$x$ [UA]
270	64,8	1
208,3	50	1,296
135	32,4	2
90	21,6	3
67,5	16,2	4
54	13	5
41,67	10	6,479

Notons que le champ de vue est centré centré sur l'étoile. Une champ de vue permettant de voir 2 UA permet donc de détecter une planète à 1 UA, de part et d'autre de l'étoile. Nous n'étudierons ici que les cas où  $D = 50$  cm et  $D = 10$  cm, qui constitueront nos deux extrêmes.

Puisque nous avons déjà cherché à rendre le design le plus compact possible dans la section précédente, nous partirons des deux designs qui ont été finalement retenus, à savoir ceux présentés aux Figures 5.5 et 5.10. Depuis ces designs, nous changeons  $f/D = 6$  en  $f/D = 4,167$  ;

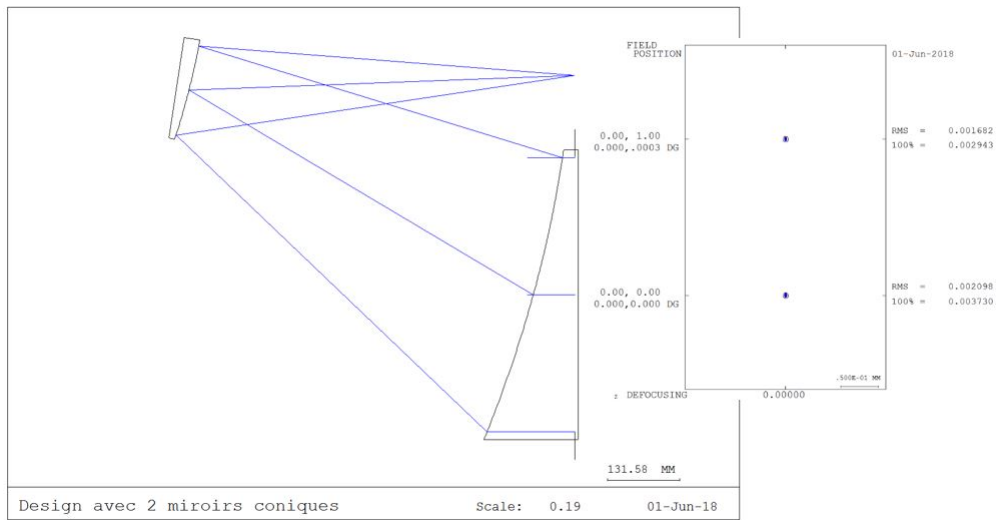


FIGURE 5.12 – *Design avec deux miroirs coniques, pour  $f/D = 4,167$ . Visuellement, ce design est très semblable à celui présenté à la Figure 5.5. Les miroirs sont toutefois un peu plus rapprochés l'un de l'autre.*

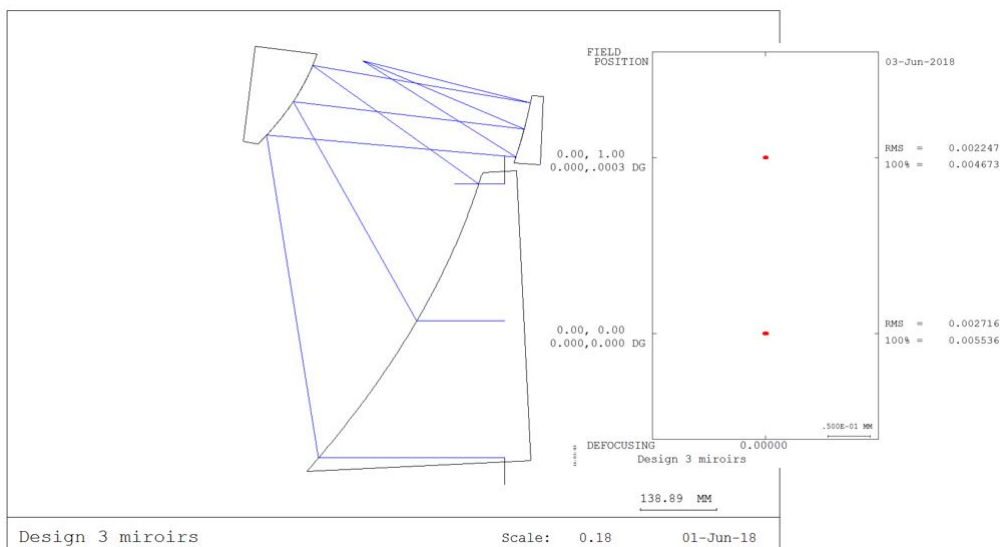


FIGURE 5.13 – *Design avec trois miroirs asphériques, pour  $f/D = 4,167$ . En réduisant la longueur focale depuis la Figure 5.10 et après avoir réoptimisé les distances entre les miroirs, les rayons de courbure et les termes d'asphéricité de chaque miroir avec Code V, le design devient naturellement plus compact, tout en gardant de bonnes performances optiques. De plus, en changeant la longueur focale, on augmente le champ de vue par rapport à la Figure 5.10, passant ainsi de  $3,31 \cdot 10^{-6}$  rad (681,82 mas) à  $4,76 \cdot 10^{-6}$  rad (981,82 mas). Ce design est aussi compatible avec un champ de vue maximal de  $2,38 \cdot 10^{-5}$  rad (4908,33 mas), comme illustré sur cette figure.*

les résultats donnent des télescopes de pupille d'entrée de 50 cm de diamètre et de 2,0835 m de longueur focale pour chaque design. Cela donne respectivement les designs illustrés aux Figures 5.12 et 5.13.

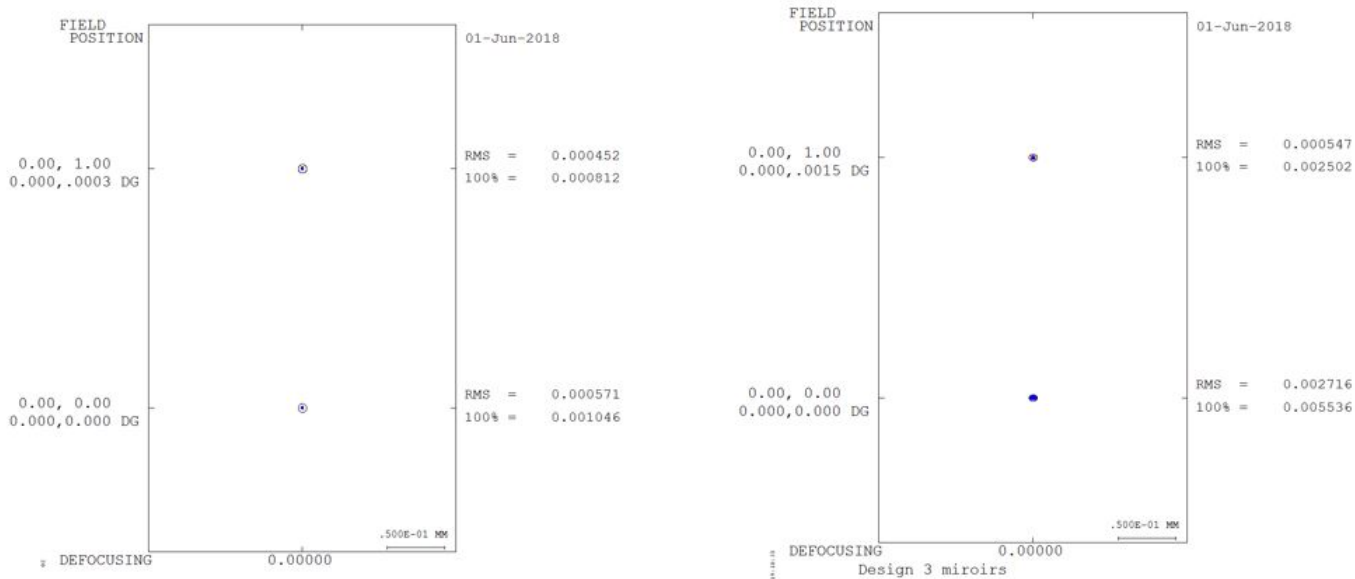


FIGURE 5.14 – *Spots après remise à l'échelle des designs présentés aux Figures 5.12 (à gauche) et 5.13 (à droite). Le champ de vue à gauche est le même qu'à la Figure 5.12, tandis que la partie droite de la figure illustre le changement pour un champ de vue de  $2,38.10^{-5}$  rad, qui est le plus grand champ de vue autorisé.*

Jusqu'ici, nous avons montré nos designs pour des diamètres de pupille d'entrée de 50 cm. Remettons à l'échelle nos designs, avec cette fois des pupilles d'entrée de 10 cm de diamètre, et une longueur focale de 41,67 cm. La focale étant plus petite, on peut se permettre d'avoir un champ de vue maximal plus grand, jusqu'à  $2,38.10^{-5}$  rad (4908,33 mas). La Figure 5.14 montre les *spots* associés aux designs remis à l'échelle (les designs ne sont pas représentés car ils sont identiques à ceux présentés aux Figures 5.12 et 5.13). La partie gauche de la Figure 5.14 montre ce que sont devenus les *spots* de la Figure 5.12 en passant d'une pupille d'entrée de 50 à 10 cm, tandis que la partie droite montre ce que sont devenus les *spots* de la Figure 5.13 pour le même changement d'échelle, mais avec cette fois un champ de vue maximal de  $2,38.10^{-5}$  rad.

La partie gauche de la Figure 5.14 montre un *spot* 100% =  $1 \mu\text{m}$  et une taille RMS =  $0,5 \mu\text{m}$  à champ nul, ainsi qu'un *spot* 100% =  $0,8 \mu\text{m}$  et une taille RMS =  $0,4 \mu\text{m}$  au bord du champ. Le cercle représentant la tache d'Airy est de  $5,6 \mu\text{m}$  de diamètre; il est calculé sur base de la plus petite longueur d'onde de notre bande d'observation, à savoir 400 nm. Les aberrations sont plus petites que la tache d'Airy, ce qui signifie qu'on est limité par la diffraction. La plus grande tache d'Airy est obtenue pour une longueur d'onde de 680 nm et présente un diamètre de  $3,46 \mu\text{m}$ . Pour la partie droite de la Figure 5.14, les tailles de *spot* 100% et de taille RMS sont respectivement  $5,5 \mu\text{m}$  et de  $2,7 \mu\text{m}$  à champ nul, et de  $2,5 \mu\text{m}$  et  $0,5 \mu\text{m}$  au bord du champ.

## 5.6 Bilan massique

La masse de notre système optique sera déterminée par le volume total des miroirs et par le matériau utilisé. Pour chaque miroir, nous calculerons sa masse en faisant l'approximation que ce miroir est un cylindre. On calcule alors son volume que l'on multiplie par sa masse volumique pour obtenir sa masse. L'épaisseur d'un miroir est approximativement le sixième de son diamètre. Aussi, nous devons prendre en compte que le miroir sera allégé, mais le taux d'allègement dépend du matériau utilisé. Les Tables 5.2 et 5.3 présentent la masse volumique, le taux d'allègement et la masse selon le matériau utilisé pour le miroir. Le volume d'un cylindre  $V$  est donné par

$$V = \pi R^2 e \quad (5.9)$$

où  $R$  et  $e$  sont respectivement le rayon et l'épaisseur du cylindre.

TABLE 5.2 – Masse volumique et taux d'allègement selon la matériau utilisé pour les miroirs.

Matériau des miroirs	Masse volumique [kg/m <sup>3</sup> ]	Taux d'allègement
Béryllium	1848	90%
Zerodur	2530	70%
Aluminium 6061 T6	2700	70%
Carbure de silicium	3210	85%

TABLE 5.3 – Masse pour un miroir de 10 cm selon la matériau utilisé.

Matériau	Masse pour un miroir de 10 cm de diamètre [kg]
Béryllium	0,073
Zerodur	0,099
Aluminium 6061 T6	0,106
Carbure de silicium	0,126

## 5.7 Conclusion de l'étude

Les designs réalisés avec un  $f/D = 6$  sont ceux qui maximisent la tache d'Airy, mais qui facilitent le mieux l'injection dans la fibre car les rayons sont tous compris dans le cône d'acceptance de la fibre. L'inconvénient de ces designs est la réduction drastique du champ de vue maximal de l'instrument, ce qui pourrait limiter la détection d'exoplanètes dans la zone habitable de l'étoile, comme par exemple une Terre située à environ 1 UA d'Alpha Centauri A.

À l'inverse, les designs avec un  $f/D = 4,167$  ont une tache d'Airy plus petite par rapport aux designs avec  $f/D = 6$ . La tache d'Airy est donc toujours censée rentrer dans le cœur de la fibre, et ils seront guidés pour autant que les rayons soient dans le cône d'acceptance de la fibre. En effet, le désavantage de ces designs est que les rayons sont aux limites du cône d'acceptance de la fibre. Mais l'avantage de ces designs est d'être compatible avec de plus grands champs de vue.

Nous savons qu'un compromis doit être fait sur le rapport focal. Pour l'instant, nous savons que le meilleur rapport focal se situe entre 4,167 et 6,027. Nous n'avons étudié ici que les extrêmes, mais des études plus approfondies devraient pouvoir affiner ces bornes.

### 5.7.1 Pour $f/D = 6$

Le premier design (voir Figure 5.5) est le plus simple à réaliser. Constitué de seulement deux miroirs, c'est aussi le design le plus léger des deux. De plus, les miroirs sont paraboliques et ne comportent pas de termes asphériques. Ils sont donc plus faciles à fabriquer. Enfin, c'est ce design qui présente la meilleure PSF. Bien qu'il existe un léger astigmatisme, la PSF est si petite qu'elle entrera facilement dans la fibre optique monomode. Ce design possède néanmoins le design le plus volumineux des deux.

Le deuxième design (voir Figure 5.10), faisant intervenir trois miroirs, est un compromis entre la taille de la PSF et le volume du design optique complet. La PSF est bonne, mais moins que pour le premier design. Ce design a été créé en cherchant à rapprocher le miroir secondaire du miroir principal. Il a donc pour cela fallu décentrer la parabole primaire un peu plus pour qu'elle renvoie les rayons lumineux plus haut (vers les  $Y$  positifs, voir Figure 5.2). De plus, avec l'ajout d'un troisième miroir, la fibre ne pouvait être placée que sur le dessus du design. En effet, placer la fibre derrière le miroir principal ne convenait pas. Envoyer la lumière jusqu'à cet endroit demande que l'on fasse tourner les rayons lumineux toujours dans le même sens. De ce fait, les aberrations optiques s'amplifient, tandis qu'en plaçant la fibre optique de l'autre côté, les aberrations optiques se compensent.

### 5.7.2 Pour $f/D = 4,167$

Ici, la réduction de la longueur focale a permis de définir un design à 3 miroirs à la fois compact et avec de bonnes performances optiques (ce qui n'était pas le cas pour  $F\# = 6$ ). Chacun des deux designs a été étudié pour des tailles de pupille d'entrée de 50 et de 10 cm. Ces diamètres sont les extrêmes que l'on pourrait se permettre sur une petite plateforme, tout en ayant des télescopes suffisamment gros pour pouvoir détecter des exoplanètes. Le choix entre ces deux designs doit surtout s'effectuer sur les critères de volume et de masse. Le design à 2 miroirs est plus léger mais moins compact que le design à 3 miroirs.

## 5.8 Le logiciel ASAP

Nous poursuivons l'étude en modélisant nos deux derniers designs (Figures 5.12 et 5.13, avec  $f/D = 4,167$  où  $D = 10$  cm) avec un deuxième logiciel de conception optique : le logiciel *Advanced Systems Analysis Program* (ASAP), de Breal Research Organization, Inc. (BRO). A contrario du logiciel Code V, ASAP est un logiciel de *ray-tracing* non séquentiel. L'ordre dans lequel les surfaces optiques sont définies n'a pas d'importance, et ASAP crée d'abord toutes les surfaces avant de lancer les rayons qu'il trace suivant les principes physiques de l'optique géométrique : réflexion et réfraction. Si l'atout de Code V est son outil d'optimisation, ASAP

va nous permettre de modéliser la fibre optique. C'est pourquoi la première partie du design a été effectuée avec Code V, et la seconde partie avec ASAP servira à simuler le comportement de la lumière lorsque celle-ci est injectée dans une fibre optique.

## 5.9 Télescopes fibrés

Dans cette section, nous ne développerons que les résultats de la modélisation effectuée avec  $f/D = 4,167$ . Ce cas est en effet le plus intéressant à présenter car c'est celui qui sera limite au niveau de l'injection dans la fibre optique. Nous commençons par modéliser dans ASAP les mêmes designs que ceux réalisés avec Code V. Ceux qui seront retenus sont les designs à 2 miroirs coniques (voir Figure 5.12) et le design à 3 miroirs asphériques (voir Figure 5.13). Ensuite, nous modélisons aussi la fibre optique monomode.

Les Figures 5.15 et 5.16 illustrent la modélisation du télescope fibré, ainsi qu'un zoom sur la fibre optique, pour le cas à 2 miroirs coniques. Les Figures 5.17 et 5.18 illustrent le cas à 3 miroirs asphériques. Pour ces designs, le rapport focal est à la limite du cône d'acceptance de la fibre. Nous calculons ainsi qu'il faut diminuer la pupille d'entrée pour que tous les rayons puissent être correctement propagés par la fibre optique. Ainsi, en passant de 10 cm à 8 cm de pupille d'entrée ( $F\# = 5,2$ ), 100% du flux entre dans la tête de la fibre.

Le logiciel ASAP effectue la propagation dans la fibre selon les lois de l'optique géométrique. Lorsqu'on modélise la fibre optique, on modélise en fait deux choses : le cœur et la gaine de la fibre optique, et pour chacun de ces éléments, on y associe un indice de réfraction. Rappelons que la propagation dépend principalement de la différence d'indices de réfraction entre le cœur et la gaine de la fibre. Plus cette différence est grande, plus la propagation est bonne. On peut montrer cela mathématiquement par l'équation 5.4. Pour chacun des deux éléments qui constituent la fibre optique, on modélise deux cercles (l'entrée et la sortie du cœur ou de la gaine), et un tube qui relie ces deux cercles. Or, si l'on demande au logiciel ASAP de modéliser un tube trop fin, ce dernier sera tout simplement ignoré, le tube ne sera pas modélisé. La fibre modélisée sera donc deux fois plus grosse que dans un cas réel. Puis, une fois que les faisceaux sont correctement injectés dans la fibre optique monomode, cette dernière va permettre de les transporter jusqu'au recombineur de faisceaux.

Lors de la modélisation, la moitié de l'énergie est perdue à la sortie de la fibre optique, bien que 100% de l'énergie soit injectée dans le cœur de la fibre, et que tous les rayons restent confinés dans celui-ci. En regardant quel est le chemin parcouru par les rayons avec le logiciel, ce dernier nous informe que le cœur de la fibre est la dernière chose qu'ont touché les rayons perdus. Plusieurs raisons pourraient expliquer ce phénomène. Il se pourrait que cela soit dû au fait que la fibre optique ait été modélisée deux fois trop épaisse. De ce fait, la fibre optique pourrait se comporter comme une fibre multimode, plutôt que monomode. Des pertes lumineuses, propres aux fibres multimodes, pourraient alors être prises en compte par le logiciel. Cet aspect des fibres multimodes est un aspect que nous souhaitons éviter. Nous en parlerons dans une

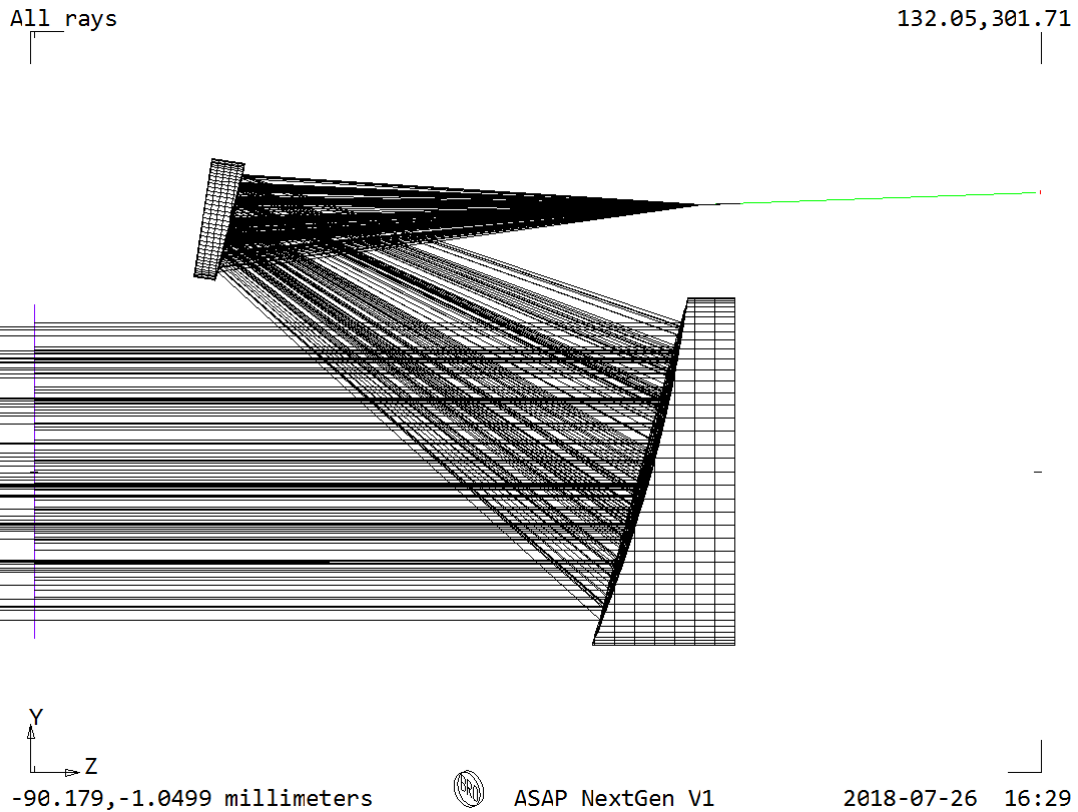


FIGURE 5.15 – *Design du télescope fibré, avec deux miroirs coniques. Les rayons viennent de la gauche, sont réfléchis sur le miroir primaire vers le miroir secondaire, qui focalise les rayons sur le cœur de la fibre optique.*

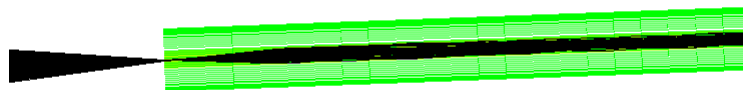


FIGURE 5.16 – *Design du télescope fibré, avec deux miroirs coniques. On fait un zoom sur la fibre optique. Les rayons restent confinés dans le cœur de la fibre.*

prochaine section. Une autre piste concerne les aspects de polarisation, qui n'ont pas du tout été abordés dans ce mémoire. Une étude à la fois de ces propriétés de polarisation, ainsi que des pertes caractéristiques dans les fibres optiques, couplée à la modélisation de la fibre optique avec un logiciel tenant compte des lois de l'optique ondulatoire, est une piste à investiguer pour modéliser correctement la propagation de la lumière dans la fibre optique et les éventuelles pertes lumineuses qui y sont associées.

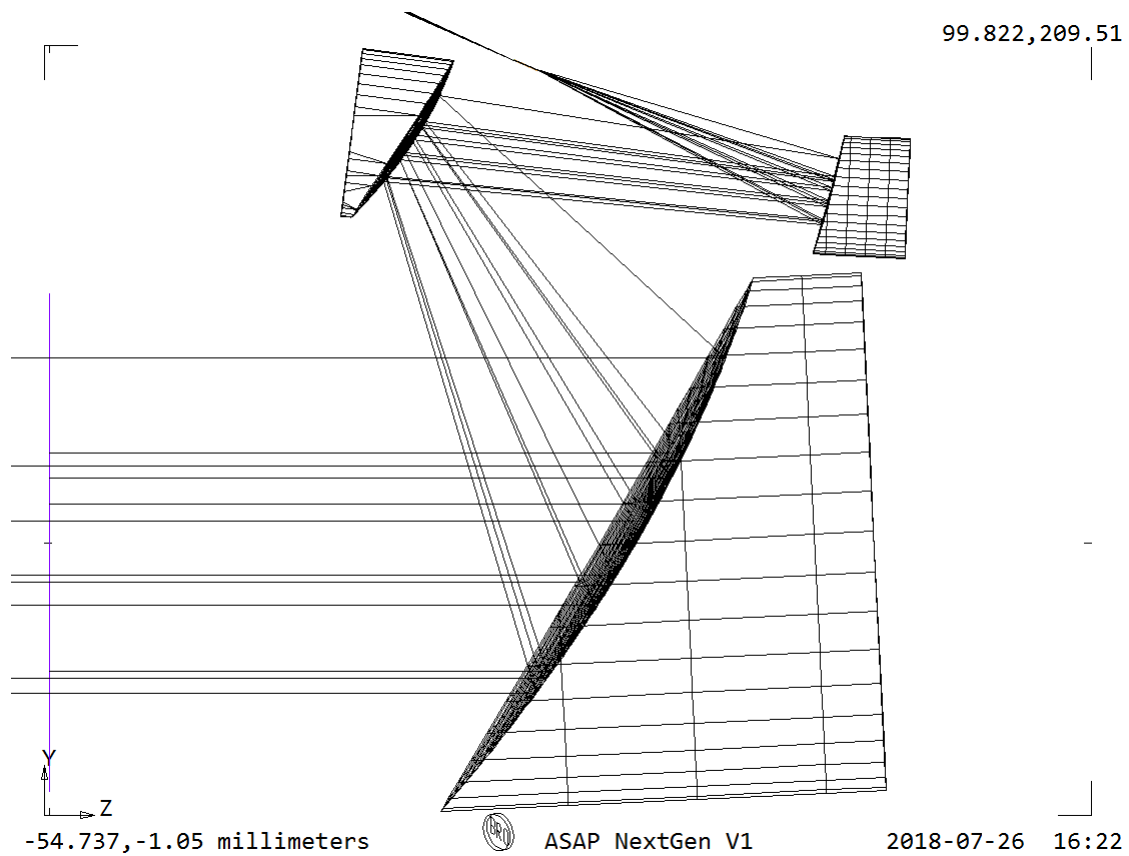


FIGURE 5.17 – *Design du télescope fibré, avec trois miroirs asphériques. La pupille d'entrée était initialement de 10 cm, mais a été réduite à 8 cm pour que tous les rayons soient correctement propagés dans la fibre optique. Le  $F\#$  du télescope passe donc de 4,167 à 5,2.*

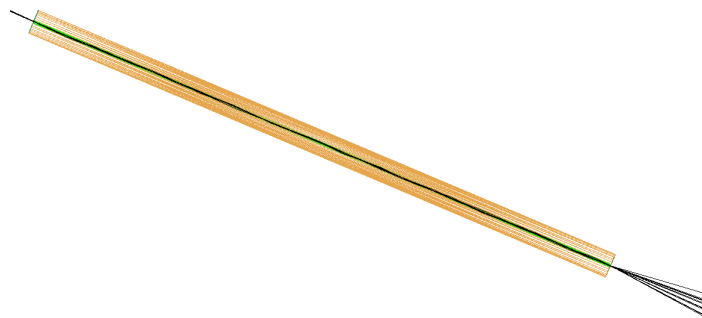


FIGURE 5.18 – *Zoom sur la fibre optique, cas du design à 3 miroirs. En passant de  $F\# = 4,167$  à  $F\# = 5,2$  comme illustré sur cette figure, les rayons restent confinés dans le cœur de la fibre optique.*



## 5.10 Transport et combinaison des faisceaux

Dans le cadre de ce travail, nous limitons la modélisation aux télescopes et à l'injection dans la fibre. En guise de perspectives, nous discutons brièvement le transport et la combinaison des faisceaux. Les aspects de détection ont été partiellement couverts lors des simulations numériques, lors du calcul de sensibilité.

### 5.10.1 Transport des faisceaux

Pour effectuer le transport des faisceaux lumineux, nous utilisons une fibre optique monomode. En plus de faciliter le transport, la fibre optique sert aussi de filtrage avant la combinaison des faisceaux. Une fibre monomode est souvent utilisée pour faire de l'interférométrie de précision. On ne pourrait pas faire de même avec une fibre multimode. En effet, les pertes de *focal ratio degradation* (FRD) (voir section sur la FRD) sont caractéristiques des fibres multimode. C'est en effet un changement de répartition de l'énergie entre les modes qui se passe au sein de la fibre. Une fibre monomode permet d'éviter ce problème étant donné qu'elle ne propage qu'un seul mode. Par définition, les pertes de FRD ne peuvent donc pas se passer au sein d'une fibre monomode.

#### Principe de la fibre optique monomode

Une fibre optique est constituée d'un cœur, entouré d'une gaine. Seul le cœur est utilisé, et celui-ci est d'un diamètre bien plus petit que celui de la gaine. Lorsqu'une onde lumineuse entre dans le cœur de la fibre, le mode fondamental du cœur de la fibre est excité par l'onde et lui seul se propage au travers de la fibre. Seule la partie centrale permet à l'onde de passer, ce qui fait que les variations locales autour du mode principal, jusqu'alors contenues dans l'onde lumineuse, ne passeront pas au travers de la fibre ; il en restera alors un front d'onde sortant qui sera toujours de type gaussien, idéal pour la recombinaison avec le front d'onde de l'autre télescope de l'interféromètre.

En plus de permettre le transport des faisceaux lumineux, une fibre optique monomode est un moyen de filtrage modal qui permet de pallier aux erreurs de phase résiduelles d'un front d'onde. Alors que le filtrage spatial - qui consiste à placer un masque percé d'un trou de diamètre égal à celui de la tâche d'Airy - ne permet que de corriger les erreurs à grande fréquence comme les défauts de polissage ou les erreurs dues à la poussière, le filtrage modal lui permet aussi de diminuer les erreurs à basse fréquence qui sont à plus grande échelle, comme les erreurs de *tip/tilt* (liées à l'inclinaison du front d'onde). En plus de jouer le rôle de transfert de lumière pour recombinaison des faisceaux des deux télescopes, la fibre monomode permet aussi d'avoir le contraste nécessaire pour faire de l'interférométrie de précision.

#### Pertes de FRD dans une fibre optique multimode

La *Focal Ratio Degradation* (FRD) est la tendance d'une fibre optique à accélérer le faisceau incident (Barden 1988) ; elle caractérise l'atténuation lumineuse dans la fibre optique lors du

transport des faisceaux lumineux (Craig *et al.* 1988; Crause *et al.* 2008). La cause de ces pertes dans la fibre optique est la réduction du rapport focal ( $f/D$ ) du faisceau lumineux lorsque celui-ci est injecté dans la fibre. Dans les applications astronomiques, la FRD fait référence à la dispersion modale survenue lors de déformations mécaniques d'une fibre (Ramsey 1988). Ces déformations, qu'elles soient macroscopiques (*macro-bending*) ou microscopiques (*micro-bending*) par rapport au cœur de la fibre, induisent des transferts d'énergie entre les différents modes excités. Les déformations mécaniques associées au *micro-bending* jouent un rôle majeur dans les pertes lumineuses (voir Figure 5.19). Une dépendance spectrale de la FRD a été observée par certains (Carrasco et Parry 1994; Poppett et Allington-Smith 2007), mais pas par d'autres (Schmoll *et al.* 2003; Bershady *et al.* 2004; Crause *et al.* 2008). De plus, l'amplitude de la dépendance est très faible lorsqu'elle est observée. Le mauvais polissage à la terminaison des fibres semblent aussi être une cause majeure de la FRD (Crause *et al.* 2008).

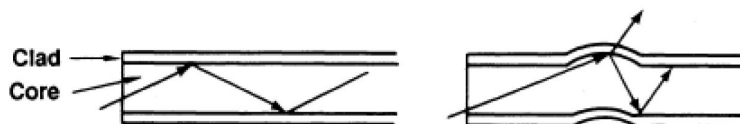


FIGURE 5.19 – *Dispersion modale due aux déformations mécaniques induites par le micro-bending et pertes lumineuses dans la fibre optique.*

*Crédit : Craig et al. (1988)*

### 5.10.2 Combinaison des faisceaux

Pour réaliser de l'interférométrie de *nulling*, nous devons combiner les faisceaux lumineux provenant des deux télescopes avec un déphasage de  $\pi$  entre les deux faisceaux dans le but de produire une interférence destructive. De cette manière, nous obtenons des franges sombres et des franges claires (voir Figure 2.13) qui nous donne l'information sur les photons qui sont récoltés et ceux qui sont bloqués. En plaçant l'étoile sur la frange sombre centrale, et en s'assurant de placer l'exoplanète sur une frange claire, on permet ainsi d'« éteindre » l'étoile et la détection directe de l'exoplanète. La combinaison des faisceaux peut s'effectuer via un dispositif de *Mach Zehnder*, comme c'est le cas sur plusieurs interféromètres au sol, mais l'utilisation d'une fibre permet de simplifier le design. Avec la fibre monomode, il sera possible de recombinaison des faisceaux lumineux des deux télescopes de trois manières : soit sur la tête de la fibre, soit avec un coupleur en Y, soit au moyen d'optique intégrée.

#### Combinaison sur la tête de la fibre optique

Il est possible de combiner les faisceaux sur la tête de la fibre optique, comme c'est le cas pour le Palomar Fiber Nuller (PFN). L'instrument dispose de miroirs semi-réfléchissants pour introduire un déphasage ; l'un d'eux est relié à un piston permettant de contrôler le déphasage. Pour obtenir des interférences destructives et ainsi annuler le signal de la planète, un déphasage

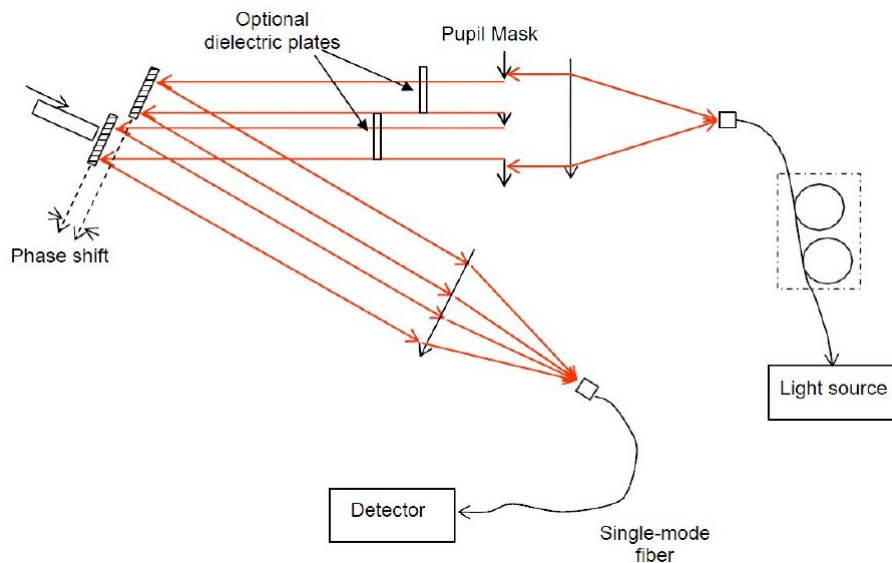


FIGURE 5.20 – Principe de combinaison des faisceaux sur la tête de la fibre optique. Les deux faisceaux entrants sont focalisés sur la tête de la fibre et les franges de Fizeau se forment au foyer, avant d’être transportées dans la fibre jusqu’au détecteur. Grâce au décalage de  $\pi$  entre les deux faisceaux entrants, il se forme une frange centrale sombre et la lumière provenant d’un objet hors axe interfère constructivement. On ajoute des lames diélectriques dans le cas où la lumière est polychromatique (optional dielectric plates sur le schéma).

Crédit : (Mennesson et al. 2006)

de  $\pi$  est nécessaire. Si la lumière reçue par l’instrument est polychromatique, il est nécessaire de placer en plus des lames diélectriques dans le trajet des faisceaux de manière à induire un déphasage quasi achromatique. Les faisceaux préalablement séparés sont alors recombinaison avec un déphasage  $\pi$  entre eux sur la tête la fibre monomode où une frange sombre se forme (voir Figure 5.20). Une telle recombinaison des faisceaux permet d’éviter l’introduction d’optiques nécessaires telles que des lames séparatrices et des lames compensatrices, comme c’est le cas d’interféromètres effectuant une recombinaison classique.

À travers cet exemple du Palomar Fiber Nuller, nous savons maintenant comment il est possible d’effectuer une recombinaison des faisceaux sur la tête d’une fibre optique monomode. Bien que cette technique apporte l’avantage certain de réduire les optiques nécessaires à la recombinaison des faisceaux, cette méthode a une faille : il est impossible d’obtenir des informations sur les faisceaux séparément de manière simultanée.

### Combinaison dans un coupleur en X

Un autre moyen de combiner les faisceaux est de se servir d’un coupleur en X. L’instrument Fiber Linked Unit for Optical Recombinaison (FLUOR) est un recombineur de faisceaux, utilisé par IOTA jusqu’au mois de juin 2002, puis placé sur l’interféromètre CHARA Array, en Californie. Nous allons nous intéresser ici à la technique de combinaison des faisceaux utilisée par FLUOR. Le principe est le suivant : des fibres optiques monomodes sont utilisées pour effectuer

le filtrage modal des faisceaux lumineux, ainsi que la recombinaison des faisceaux. Le champ électromagnétique est forcé, en étant injecté dans la fibre, de suivre le mode fondamental de la fibre. Tous les modes turbulents associés à la présence de l'atmosphère terrestre dans le front d'onde incident sont alors rejetés, assurant ainsi la parfaite cohérence des faisceaux à la sortie des fibres optiques. Ces fibres se divisent chacune en deux par l'intermédiaire de coupleurs en forme de Y. Pour chaque coupleur en forme de Y, une branche est utilisée pour effectuer la photométrie, l'autre servira à la combinaison des faisceaux. Cette dernière, utilisant alors deux branches (une pour chaque coupleur en forme de Y), s'effectue avec un composant d'optique intégrée, un coupleur en forme de X qui couple les ondes évanescentes<sup>2</sup> à la manière d'un combineur classique, mais dans un petit composant photonique. L'avantage de ce dernier est de ne pas présenter de désalignements potentiels.

## L'optique intégrée

La dernière manière de combiner les faisceaux est d'envoyer les fibres optiques des deux télescopes dans un composant d'optique intégrée. Ce dernier présente de nombreux avantages pour l'interférométrie spatiale. Étant de très petite taille, de l'ordre de quelques centimètres, l'optique intégrée permet d'éviter la construction de grosses structures sur satellite, et ainsi de réduire les risques associés aux stress mécanique et thermique (Defrère *et al.* 2018c). Elles introduisent également une correction supplémentaire des erreurs de phase associées au front d'onde incident (Mennesson *et al.* 2002; Wallner *et al.* 2002), en plus de celle déjà effectuée par la fibre optique monomode.

Nous décrirons deux composants différents d'optique intégrée, permettant à la fois la combinaison des faisceaux et le filtrage modal du front d'onde incident. Ces composants ont été développés et caractérisés par LAOG et ont été fabriqués par l'équipe IMEP/GeeO/LETI (Weber *et al.* 2004). Ils ont été développés pour des missions spatiales du type de Darwin, et testés dans des conditions ambiantes. Leurs aptitudes pour de telles missions spatiales ont été démontrées, et restent encore aujourd'hui une approche intéressante pour l'interférométrie (Haguenaer *et al.* 2002). Nous décrirons leurs conceptions et leurs technologies.

### Jonction en Y inversé

Le premier composant d'optique intégrée que nous présentons est basé sur une jonction en Y inversé pour la combinaison des faisceaux (voir Figure 5.22). Celle-ci a été implémentée par échange d'ion Ag<sup>+</sup> sur un substrat en silice. Ce composant d'optique intégrée peut être utilisé avec un interféromètre à deux télescopes. Le principe est le suivant : La lumière est injectée dans les deux entrées du composant via des fibres optiques. La lumière se propage dans le composant depuis ces deux entrées pour arriver à une jonction Y de chaque côté. Pour chaque jonction Y, la lumière est séparée en deux : la moitié des photons servira à la photométrie du

---

2. Une onde évanescente est définie comme une onde plane dont l'amplitude diminue exponentiellement avec la distance à la source.

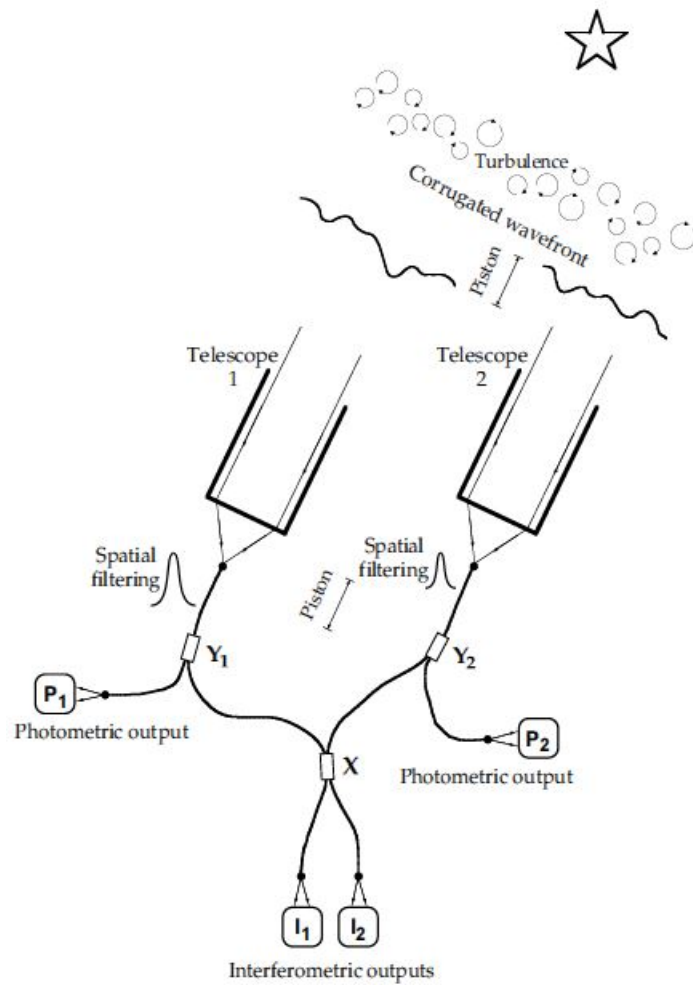


FIGURE 5.21 – *Principe de l'instrument FLUOR. Chaque faisceau collecté est injecté dans un coupleur Y qui sépare le faisceau en deux parties : une partie servira à la photométrie, l'autre servira à l'interférométrie. Un coupleur X est utilisé pour faire interférer les faisceaux transportés par les deux fibres optiques.*

*Crédit : par V. Coudé du Foresto (Absil 2006)*

télescope associé, tandis que l'autre moitié servira à la combinaison des faisceaux, pour effectuer de l'interférométrie. Une jonction en Y inversé permet cette combinaison des faisceaux ; les deux branches incidentes proviennent chacune des deux fibres optiques, elles sont alors combinées pour ne donner qu'une unique sortie interférométrique.

En comptant les deux sorties photométriques précédemment décrites, on se retrouve alors avec trois sorties pour deux entrées. Pour chaque télescope, 50% de la lumière récoltée sert à la photométrie et 50% de la lumière sert à l'interférométrie. Nous avons donc 25% des photons récoltés par l'interféromètre qui serviront à la photométrie pour chaque télescope et 50% qui serviront à la combinaison des faisceaux. Ce composant présente donc l'avantage de pouvoir effectuer de la photométrie avec chacun des deux télescopes, mais le désavantage est que l'interférométrie n'utilisera que la moitié de la lumière récoltée.

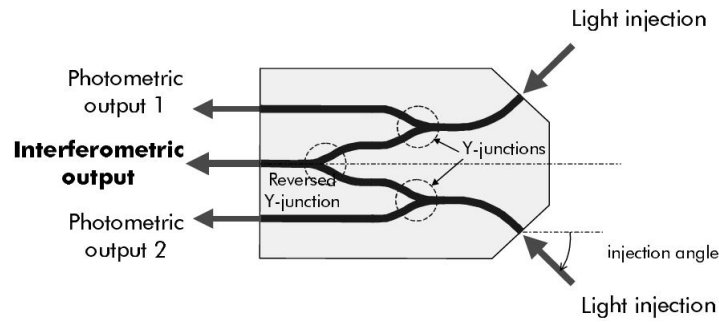


FIGURE 5.22 – Composant d’optique intégrée : jonction en Y inversé.  
Crédit : Weber et al. (2004)

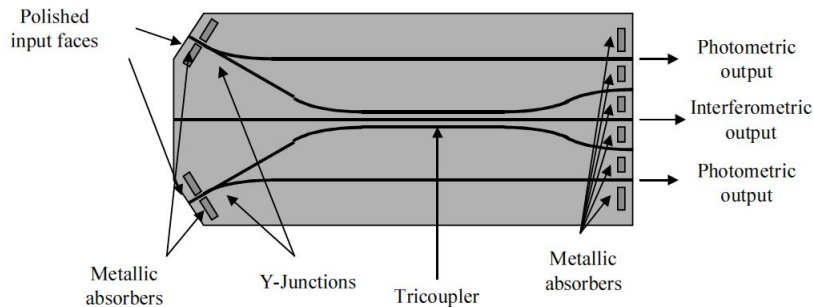


FIGURE 5.23 – Composant d’optique intégrée : tricoupleur.  
Crédit : Weber et al. (2004)

## Tricoupleur

Le deuxième composant d’optique intégrée sur lequel nous nous intéresserons utilise un tricoupleur (voir Figure 5.23). Cet autre moyen de combiner les faisceaux a été implémenté par gravure des couches de silice dopée déposées sur du silicone. Son principe est un peu plus complexe que la jonction Y inversé. D’abord, des absorbeurs métalliques sont placés dans le chemin des faisceaux, juste après les entrées et juste avant les sorties de ce composant. Ce dernier possède deux entrées et trois sorties à l’instar du premier composant discuté, de manière à effectuer la photométrie pour chaque télescope, en plus de la combinaison des faisceaux. Cette dernière fonction est effectuée par le tricoupleur.

## Spécifications techniques

Ces deux composants d’optique intégrée servent à la combinaison des faisceaux dans le cadre de l’interférométrie, mais ne peuvent être réalisés à toutes les longueurs d’onde. Weber *et al.* (2004) décrivent les spécifications techniques de ces composants de la manière suivante :

- **Gamme spectrale** : Les composants d’optique intégrée doivent assurer la propagation

monomode de la lumière sur la gamme de longueurs d'onde adéquate pour couvrir l'ensemble de la métrologie et des spectres des étoiles et des exoplanètes.

- **Puissance de transmission** : L'interféromètre consomme beaucoup de photons. Il est donc important de minimiser les pertes dans les composants d'optique intégrée, en tenant compte de la conception et du mode de fonctionnement. La sortie de l'interféromètre comprend deux jonctions Y ou un tricoupleur selon le composant, et deux canaux photométriques pour chaque composant.
- **Transmission chromatique différentielle** : Il ne doit pas avoir de transmission de puissance chromatique différentielle entre les canaux du composant sur l'ensemble de la bande scientifique d'intérêt.
- **Polarisation** : L'état de polarisation de la lumière incidente doit être maintenu par les guides d'ondes (ou fibres) de l'optique intégrée.
- **Équilibre de chemin optique** : Avant la combinaison, les longueurs géométriques des guides d'ondes des deux bras doivent rester égales. Typiquement, une différence de longueur inférieure à  $10\ \mu\text{m}$  garantit que la différence de chemin optique ne varie pas avec la longueur d'onde de plus de 100 nm sur toute la gamme spectrale de l'étoile.
- **Filtrage des erreurs du front d'onde** : Des simulations numériques ont été effectuées afin de vérifier la capacité de filtrage spatial du composant jusqu'à  $10^{-7}$ . Le design a été optimisé en conséquence.

Dans le cadre de notre étude, nos exigences pourront être différentes. Néanmoins, l'investigation de techniques comme l'optique intégrée nous permettra d'élargir les possibilités pour notre mission interférométrique. Bien que ces composants d'optique intégrée aient été étudiés pour opérer dans l'infrarouge proche (entre 1,3 et 1,6 microns), le principe de l'optique intégrée peut être étendu pour d'autres domaines spectraux (Defrère *et al.* 2018c). Il serait alors intéressant de faire un travail de recherche pour trouver les composants et matériaux adéquats pour notre domaine de longueurs d'onde (entre 400 et 680 nm).

## 5.11 Révision du cas scientifique

Nous allons maintenant revoir le cas scientifique de la mission en utilisant la taille maximale des pupilles d'entrée qu'il serait possible d'avoir avec une petite plateforme. Les valeurs requises pour la base et pour le diamètre des pupilles d'entrée étant très différentes pour les étoiles Alpha Centauri A et Proxima Centauri, nous proposons deux concepts de mission spatiale pour chacune de ces étoiles.

Avec un interféromètre de base égale à 1,3 m et des télescopes de 8 cm, il serait possible

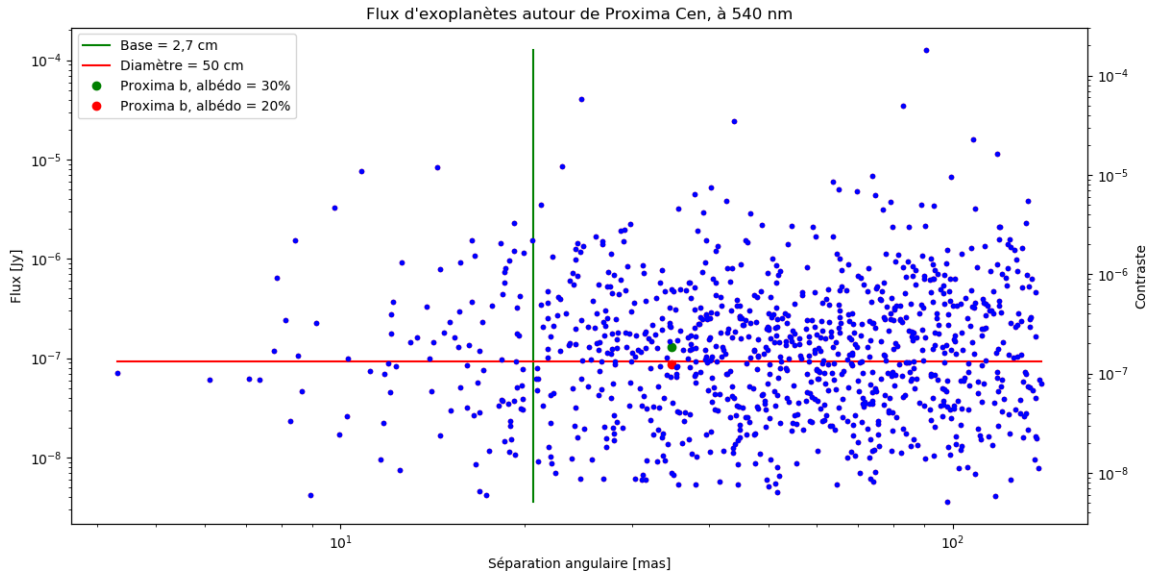


FIGURE 5.24 – Simulations de Monte-Carlo pour la mission B, montrant les flux d'exoplanètes autour de Proxima Cen, pour une observation à 540 nm. La base de l'interféromètre est de 2,7 m et les pupilles d'entrées font chacune 50 cm de diamètre. La configuration est telle que 50% des exoplanètes générées par simulations sont détectées. Proxima b sera détectable si son albédo est de 30%, mais pas si son albédo est de 20%.

d'observer 90% des exoplanètes générées par nos simulations de Monte-Carlo autour d'Alpha Centauri A. La fibre optique opérant entre 400 et 680 nm de longueur d'onde, l'observation se ferait dans le domaine visible à une longueur d'onde centrée en 540 nm. Une telle mission serait réalisable avec une petite plateforme ou avec un CubeSat.

Dans le cas de Proxima Centauri, les exoplanètes ont un flux plus faible dans le domaine visible, et sont plus proches de leur étoile hôte. Cet autre concept de mission utilise donc un interféromètre avec de plus grosses pupilles d'entrée et avec une plus longue base que pour la première mission. La base est de 2,7 m et les pupilles d'entrée sont de 50 cm de diamètre. On ne pourrait pas se permettre d'utiliser de plus gros télescopes avec une plateforme de type PROBA. Avec cette configuration, nous serions capables de détecter 50% des exoplanètes autour de Proxima Centauri, dans une zone de 0,19 UA (correspondant à une période orbitale de 85 jours) autour de l'étoile (voir Figure 5.24). L'exoplanète Proxima b se trouvant à une distance d'environ 0,0485 UA de son étoile, elle se trouve dans cette zone. Mais en visible, le flux qui nous parvient de cette planète se trouve à la limite de détection. Il suffit alors que certaines hypothèses soient plus favorables pour espérer la détecter, comme par exemple, si l'albédo passe à 30%. À la manière de Defrère *et al.* (2018d), il serait alors plus favorable de considérer l'infrarouge pour observer Proxima b.



## Chapitre 6

# Conclusion et perspectives

### 6.1 Résumé et conclusion

L'interférométrie de nulling représente une opportunité de repousser les limites de détection et de caractérisation des exoplanètes par imagerie directe en améliorant considérablement le pouvoir de résolution angulaire et le contraste d'un instrument. Depuis le sol, l'interférométrie stellaire est aujourd'hui synonyme de résultats impressionnants dans le domaine de l'astrophysique. Plusieurs missions spatiales utilisant l'interférométrie pour la détection d'exoplanètes ont été imaginées, comme par exemple la mission Darwin. Aucune n'a cependant abouti, en raison des défis technologiques que posaient ces missions. Aujourd'hui, plus de dix ans après que la mission Darwin ait été annulée, les progrès en matière d'exoplanétologie ainsi qu'en matière de technologie ont considérablement augmentés. Il est alors intéressant de considérer des missions spatiales d'interférométrie à faible coût dans le but de démontrer ces nouvelles technologies ainsi que le potentiel de l'interférométrie pour la détection d'exoplanètes. C'est dans cette optique que s'inscrit ce travail, en proposant les grandes lignes d'une future mission spatiale de type PROBA. Le but de ce travail était double : (1) d'une part, simuler le cas scientifique d'un interféromètre spatial sur une petite plateforme ; (2) d'autre part, réaliser la conception optique d'un tel instrument interférométrique et identifier les technologies compatibles avec cet objectif.

En tant que système stellaire le plus proche, le système Alpha Centauri est une cible idéale pour le développement d'un tel instrument. Le système Alpha Centauri, composé des étoiles Alpha Centauri A, Alpha Centauri B et Proxima Centauri, est le système stellaire le plus proche de notre système Solaire. À ce titre, il constitue une opportunité majeure pour le développement d'une mission spatiale, servant à la fois de démonstrateur technologique, mais aussi présentant l'opportunité de détecter de manière directe les éventuelles exoplanètes les plus proches de notre Terre. À la fois un défi scientifique et technologique, le développement d'un interféromètre spatial pour la détection et la caractérisation d'exoplanètes autour des étoiles du système Alpha Centauri est le sujet au cœur de ce mémoire.

La première partie de ce mémoire consistait à développer des simulations numériques pour estimer les exoplanètes qui seraient détectables par un interféromètre spatial installé sur une petite plateforme. Ces résultats dépendent de plusieurs paramètres, comme la longueur d'onde d'observation, la largeur de bande spectrale, la taille des télescopes, la base de l'interféromètre, la transmission instrumentale, le temps d'intégration, etc. Nous avons effectué une étude paramétrique pour les étoiles Alpha Centauri A, de type G (étoile de type solaire), et Proxima Centauri, de type M (naine rouge). Pour effectuer ces simulations numériques, nous avons effectué plusieurs hypothèses simplificatrices : nous avons supposé les étoiles et les planètes comme des corps noirs, une orbite circulaire, les étoiles comme sources ponctuelles et avons négligé les bruits interférométriques. On montre ainsi qu'une observation dans le visible serait le plus facile à réaliser pour une petite plateforme. Une base de 1,3 m et deux télescopes de 6 cm permettraient d'observer plus de 80% des exoplanètes autour d'Alpha Centauri A, selon nos simulations de Monte-Carlo basées sur les observations du satellite Kepler. Plus difficile pour Proxima Centauri, la base serait de 2,7 m et les télescopes seraient de 2 m chacun.

Dans la seconde partie de ce mémoire, réalisée au travers d'un stage effectué au Centre Spatial de Liège, nous avons réalisé la conception des télescopes de l'interféromètre, et nous avons fourni les lignes directrices pour la combinaison des faisceaux. Avec les logiciels Code V et ASAP, nous avons simulé les performances optiques des télescopes, et nous avons conçu une disposition des miroirs la plus compacte possible, de manière à répondre à la contrainte d'une petite plateforme. Plusieurs cas ont été envisagés, et nous avons fourni différents designs, présentant les avantages et inconvénients de chacun. Nous gardons alors un design optique constitué de deux miroirs coniques, utilisant le principe de la parabole hors-axe, et un autre design, plus compact mais plus lourd et plus compliqué à réaliser, comportant trois miroirs asphériques. Pour ces deux designs, les performances optiques sont telles que les télescopes sont limités par la diffraction ; les aberrations géométriques ayant été minimisées avec le logiciel Code V. De plus, ces deux designs permettent d'injecter efficacement la lumière dans une fibre optique monomode. Le  $F\#$  du design à 3 miroirs doit cependant être augmenté pour que tous les rayons soient compris dans le cône d'acceptance de la fibre optique, ce qui peut être facilement réalisé en diminuant légèrement le diamètre de la pupille d'entrée. Par exemple, les simulations avec le logiciel ASAP ont montré que pour le cas où la pupille d'entrée était de 10 cm, celle-ci devait être diminuée à 8 cm pour que 100% des rayons soient injectés dans la fibre optique. Cette diminution du diamètre de la pupille d'entrée augmente le  $F\#$  aux environs de 5.

Nous proposons finalement deux concepts de mission interférométriques :

- **La mission A : réalisable avec une petite plateforme ou un CubeSat.**

Un interféromètre de base égale à 1,3 m, avec des télescopes de 8 cm, qui pourrait observer 90% des exoplanètes autour d'Alpha Centauri A, dans une zone de 0,39 UA autour de l'étoile. L'observation se ferait dans le domaine visible, à une longueur d'onde centrée en 540 nm.

- **La mission B : réalisable sur une plateforme de type PROBA.**

Aussi dans le domaine visible (540 nm), la mission B utilise un interféromètre dont la base est de 2,7 m, avec des télescopes de 50 cm. Cette mission est à un peu plus grande échelle que la mission A, mais est nécessaire si l'on veut obtenir de bons résultats dans le cas de Proxima Centauri. Une telle configuration serait capable d'observer 50% des exoplanètes autour de Proxima Centauri, dans une zone de 0,19 UA (correspondant à une période orbitale de 85 jours) autour de l'étoile. L'exoplanète Proxima b, se trouvant approximativement à 0,0485 UA de son étoile, est à la limite de détection dans le visible.

## 6.2 Perspectives pour de futurs travaux

Les simulations numériques pourraient être améliorées : outre le fait qu'elles seraient plus précises avec moins d'hypothèses simplificatrices, une amélioration considérable porterait sur les hypothèses de départ concernant la population d'exoplanètes. Pour ce travail, nous avons utilisé les statistiques de Fressin *et al.* (2013) qui sont basées sur les observations du satellite *Kepler*. Les statistiques présentées par Fressin *et al.* (2013) manquent cependant de certaines données au-delà d'une période orbitale de 85 jours. Nos simulations numériques se limitent donc à l'étude d'exoplanètes ayant une période orbitale inférieure ou égale à 85 jours. Cependant, lorsque *Kepler* aura fourni plus de données sur les exoplanètes, cela aura pour effet d'améliorer les statistiques d'occurrence des exoplanètes (et particulièrement à grande période). Nos simulations seront alors facilement modifiées en tenant compte de ces nouvelles statistiques, ce qui donnera de bien meilleurs résultats.

En ce qui concerne la conception des télescopes, ceux-ci ont été imaginés de manière à être les plus compacts possible dans le but de rentrer dans une petite plateforme. Une étude de tolérancement devrait être réalisée sur ces designs de manière à étudier la faisabilité de ceux-ci, ce qui permettra d'y apporter des modifications de manière à optimiser la conception des télescopes. L'étude a montré qu'un  $F\#$  compris entre 4,167 et 6,027 serait le plus approprié à cette étude. Nous avons montré que le cas de  $F\# = 4,167$  était trop juste pour permettre une bonne injection des faisceaux dans la fibre optique. Ainsi, la borne minimale pour le  $F\#$  se situerait plutôt aux alentours de 5. Une étude supplémentaire, en parallèle avec celle du tolérancement, devrait être effectuée dans le but de trouver la configuration la plus optimale pour les télescopes. De plus, une autre approche que celle effectuée dans ce mémoire pour être effectuée, à la manière de (Ruilier et Cassaing 2001), pour optimiser l'efficacité de couplage. Quelques technologies ont été identifiées pour la combinaison des faisceaux ; l'optique intégrée semble prometteuse pour effectuer cette partie du travail, tout en gardant un instrument le plus compact possible. Une étude à part entière devrait être réalisée pour la combinaison des faisceaux, cette partie étant une tâche importante de la conception de l'interféromètre.

# Bibliographie

- O. ABSIL : *Astrophysical studies of extrasolar planetary systems using infrared interferometric techniques*. Thèse de doctorat, University of Liege, 2006.
- G. ANGLADA-ESCUDE, P. J. AMADO, J. BARNES, Z. M. BERDIÑAS, R. P. BUTLER, G. A. L. COLEMAN, I. DE LA CUEVA, S. DREIZLER, M. ENDL, B. GIESERS, S. V. JEFFERS, J. S. JENKINS, H. R. A. JONES, M. KIRAGA, M. KÜRSTER, M. J. LÓPEZ-GONZÁLEZ, C. J. MARVIN, N. MORALES, J. MORIN, R. P. NELSON, J. L. ORTIZ, A. OFIR, S.-J. PAARDEKOOPER, A. REINERS, E. RODRÍGUEZ, C. RODRÍGUEZ-LÓPEZ, L. F. SARMIENTO, J. P. STRACHAN, Y. TSAPRAS, M. TUOMI et M. ZECHMEISTER : A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around Proxima Centauri. *Nature*, 536:437–440, août 2016.
- S. C. BARDEN : Fiber Optics at Kitt-Peak National Observatory. In L. B. ROBINSON, éditeur : *Instrumentation for Ground-Based Optical Astronomy*, page 250, 1988.
- G. F. BENEDICT, B. MCARTHUR, D. W. CHAPPELL, E. NELAN, W. H. JEFFERYS, W. VAN ALTENA, J. LEE, D. CORNELL, P. J. SHELUS, P. D. HEMENWAY, O. G. FRANZ, L. H. WASSERMAN, R. L. DUNCOMBE, D. STORY, A. L. WHIPPLE et L. W. FREDRICK : Interferometric Astrometry of Proxima Centauri and Barnard’s Star Using HUBBLE SPACE TELESCOPE Fine Guidance Sensor 3 : Detection Limits for Substellar Companions. *AJ*, 118:1086–1100, août 1999.
- M. A. BERSHADY, D. R. ANDERSEN, J. HARKER, L. W. RAMSEY et M. A. W. VERHEIJEN : SparsePak : A Formatted Fiber Field Unit for the WIYN Telescope Bench Spectrograph. I. Design, Construction, and Calibration. *PASP*, 116:565–590, juin 2004.
- R. N. BRACEWELL : Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer. *Nature*, 274:780, août 1978.
- Inc. BRO, Breault Research Organization : The asap primer.
- K. G. CARPENTER, C. J. SCHRIJVER et M. KAROVSKA : The Stellar Imager (SI) project : a deep space UV/Optical Interferometer (UVOI) to observe the Universe at 0.1 milli-arcsec angular resolution. *Ap&SS*, 320:217–223, avril 2009.
- E. CARRASCO et I. R. PARRY : A method for determining the focal ratio degradation of optical fibres for astronomy. *MNRAS*, 271, novembre 1994.

- W. W. CRAIG, C. J. HAILEY et J. P. BRODIE : Measurement of fibers to be used in fiber fed spectroscopy. In S. C. BARDEN, éditeur : *Fiber Optics in Astronomy*, volume 3 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 41–51, 1988.
- L. CRAUSE, M. BERSHADY et D. BUCKLEY : Investigation of focal ratio degradation in optical fibres for astronomical instrumentation. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, volume 7014 de *Proc SPIE*, page 70146C, juillet 2008.
- W. C. DANCHI, R. K. BARRY, P. R. LAWSON, W. A. TRAUB et S. UNWIN : The Fourier-Kelvin Stellar Interferometer (FKSI) : a review, progress report, and update. In *Optical and Infrared Interferometry*, volume 7013 de *Proc SPIE*, page 70132Q, juillet 2008.
- D. DEFRÈRE : *Detection of exozodiacal dust : a step toward Earth-like planet characterization with infrared interferometry*. Thèse de doctorat, University of Liege, 17 Allée du 6 Août, 4000 Liege |EMAIL|defrere@astro.ulg.ac.be|EMAIL|, 2009.
- D. DEFRÈRE, O. ABSIL, J.-P. BERGER, T. BOULET, W. C. DANCHI, S. ERTEL, A. GALLENNE, F. HÉNAULT, P. HINZ, E. HUBY, M. IRELAND, S. KRAUS, L. LABADIE, J.-B. LE BOUQUIN, G. MARTIN, A. MATTER, A. MÉRAND, B. MENNESSON, S. MINARDI, J. D. MONNIER, B. NORRIS, G. O. DE XIVRY, E. PEDRETTI, J.-U. POTT, M. REGGIANI, E. SERABYN, J. SURDEJ, K. R. W. TRISTRAM et J. WOILLEZ : The path towards high-contrast imaging with the VLTI : the Hi-5 project. *Experimental Astronomy*, juin 2018a.
- D. DEFRÈRE, M. IRELAND, O. ABSIL, J.-P. BERGER, W. C. DANCHI, S. ERTEL, A. GALLENNE, F. HÉNAULT, P. HINZ, E. HUBY, S. KRAUS, L. LABADIE, J.-B. LE BOUQUIN, G. MARTIN, A. MATTER, B. MENNESSON, A. MÉRAND, S. MINARDI, J. D. MONNIER, B. NORRIS, G. ORBAN DE XIVRY, E. PEDRETTI, J.-U. POTT, M. REGGIANI, E. SERABYN, J. SURDEJ, K. R. W. TRISTRAM et J. WOILLEZ : Hi-5 : a potential high-contrast thermal near-infrared imager for the VLTI. *ArXiv e-prints*, juillet 2018b.
- D. DEFRÈRE, A. LÉGER, O. ABSIL, C. BEICHMAN, B. BILLER, W. C. DANCHI, K. ERGENZINGER, C. EIROA, S. ERTEL, M. FRIDLUND, A. GARCIA MUNOZ, M. GILLON, A. GLASSE, M. GODOLT, J. L. GRENFELL, S. KRAUS, L. LABADIE, S. LACOUR, R. LISEAU, G. MARTIN, B. MENNESSON, G. MICELA, S. MINARDI, S. P. QUANZ, H. RAUER, S. RINEHART, N. C. SANTOS, F. SELSIS, J. SURDEJ, F. TIAN, E. VILLAVER, P. J. WHEATLEY et M. WYATT : Space-based infrared interferometry to study exoplanetary atmospheres. *ArXiv e-prints*, janvier 2018c.
- D. DEFRÈRE, A. LÉGER, O. ABSIL, A. GARCIA MUNOZ, J. L. GRENFELL, M. GODOLT, J. LOICQ, J. KAMMERER, S. QUANZ, H. RAUER, L. SCHIFANO et F. TIAN : Characterizing the atmosphere of Proxima b with a space-based mid-infrared nulling interferometer. *ArXiv e-prints*, juillet 2018d.
- B.-O. DEMORY, D. EHRENREICH, D. QUELOZ, S. SEAGER, R. GILLILAND, W. J. CHAPLIN, C. PROFFITT, M. GILLON, M. N. GÜNTHER, B. BENNEKE, X. DUMUSQUE, C. LOVIS, F. PEPE, D. SÉGRANSAN, A. TRIAUD et S. UDRY : Hubble Space Telescope search for the transit of the Earth-mass exoplanet  $\alpha$  Centauri B b. *MNRAS*, 450:2043–2051, juin 2015.

- J. R. DUCATI : VizieR Online Data Catalog : Catalogue of Stellar Photometry in Johnson's 11-color system. *VizieR Online Data Catalog*, 2237, 2002.
- X. DUMUSQUE, F. PEPE, C. LOVIS, D. SÉGRANSAN, J. SAHLMANN, W. BENZ, F. BOUCHY, M. MAYOR, D. QUELOZ, N. SANTOS et S. UDRY : An Earth-mass planet orbiting  $\alpha$  Centauri B. *Nature*, 491:207–211, novembre 2012.
- S. ERTEL, O. ABSIL, D. DEFRÈRE, J.-C. AUGEREAU et B. MENNESSON : Prospects for the characterisation of exo-zodiacal dust with the VLTI. *ArXiv e-prints*, juillet 2018.
- ESA : Missions proba, european space agency. Consulté le 14 août 2018.  
[https://www.esa.int/Our\\_Activities/Space\\_Engineering\\_Technology/Proba\\_Missions](https://www.esa.int/Our_Activities/Space_Engineering_Technology/Proba_Missions), 2018.
- ESO : Site internet de l'european southern observatory. Consulté le 14 août 2018.  
<https://www.eso.org/public/>, 2018.
- H. FIZEAU : *Prix Borodin : rapport sur le concours de l'année 1867*. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences 66, 932–934, 1868.
- F. FRESSIN, G. TORRES, D. CHARBONNEAU, S. T. BRYSON, J. CHRISTIANSEN, C. D. DRESSING, J. M. JENKINS, L. M. WALKOWICZ et N. M. BATALHA : The False Positive Rate of Kepler and the Occurrence of Planets. *ApJ*, 766:81, avril 2013.
- M. GILLON, A. H. M. J. TRIAUD, B.-O. DEMORY, E. JEHIN, E. AGOL, K. M. DECK, S. M. LEDERER, J. DE WIT, A. BURDANOV, J. G. INGALLS, E. BOLMONT, J. LECONTE, S. N. RAYMOND, F. SELSIS, M. TURBET, K. BARKAOU, A. BURGASSER, M. R. BURLEIGH, S. J. CAREY, A. CHAUSHEV, C. M. COPPERWHEAT, L. DELREZ, C. S. FERNANDES, D. L. HOLDSWORTH, E. J. KOTZE, V. VAN GROOTEL, Y. ALMLEAKY, Z. BENKHALDOUN, P. MAGAIN et D. QUELOZ : Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1. *Nature*, 542:456–460, février 2017.
- S. HABRAKEN : Coherent and incoherent optics. Notes de cours, 2017.
- P. HAGUENAUER, P. KERN, K. ROUSSELET-PERRAUT, F. MALBET, J.-P. BERGER et E. LAURENT : Planar integrated optics, instrumental solutions for interferometry. In F. COMBES et D. BARRET, éditeurs : *SF2A-2002 : Semaine de l'Astrophysique Française*, page 183, juin 2002.
- E. HECHT : *Optics*. Addison-Wesley, 4th édition, 2002.
- F. P. HELMICH et R. J. IVISON : FIRI–A far-infrared interferometer. *Experimental Astronomy*, 23:245–276, mars 2009.
- P. M. HINZ, J. R. P. ANGEL, N. J. WOOLF, W. F. HOFFMANN et D. W. MCCARTHY : BLINC : a testbed for nulling interferometry in the thermal infrared. In P. LÉNA et A. QUIRRENBACH, éditeurs : *Interferometry in Optical Astronomy*, volume 4006 de *Proc SPIE*, pages 349–353, juillet 2000.

- W.-C. JAO, T. J. HENRY, J. P. SUBASAVAGE, J. G. WINTERS, D. R. GIES, A. R. RIEDEL et P. A. IANNA : The Solar Neighborhood. XXXI. Discovery of an Unusual Red+White Dwarf Binary at  $\sim 25$  pc via Astrometry and UV Imaging. *AJ*, 147:21, janvier 2014.
- J. KAMMERER et S. P. QUANZ : Simulating the exoplanet yield of a space-based mid-infrared interferometer based on Kepler statistics. *AAp*, 609:A4, janvier 2018.
- T. KELSALL, J. L. WEILAND, B. A. FRANZ, W. T. REACH, R. G. ARENDT, E. DWEK, H. T. FREUDENREICH, M. G. HAUSER, S. H. MOSELEY, N. P. ODEGARD, R. F. SILVERBERG et E. L. WRIGHT : The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. II. Model of the Interplanetary Dust Cloud. *ApJ*, 508:44–73, novembre 1998.
- A. LABEYRIE : Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes. *ApJL*, 196:L71–L75, mars 1975.
- S. LACOUR, V. LAPEYRÈRE, L. GAUCHET, S. ARROUD, R. GOURGUES, G. MARTIN, S. HEIDMANN, X. HAUBOIS et G. PERRIN : CubeSats as pathfinders for planetary detection : the FIRST-S satellite. In *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 9143 de *Proc SPIE*, page 91432N, août 2014.
- O. P. LAY : Systematic Errors in Nulling Interferometers. *Appl Opt*, 43:6100–6123, novembre 2004.
- J. M. LE DUIGOU, M. OLLIVIER, A. LÉGER, F. CASSAING, B. SORRENTE, B. FLEURY, G. ROUSSET, O. ABSIL, D. MOURARD, Y. RABBIA, L. ESCARRAT, F. MALBET, D. ROUAN, R. CLÉDASSOU, M. DELPECH, P. DUCHON, B. MEYSSIGNAC, P.-Y. GUIDOTTI et N. GORIUS : Pegase : a space-based nulling interferometer. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6265 de *Proc SPIE*, page 62651M, juin 2006.
- D. LEISAWITZ, C. BAKER, A. BARGER, D. BENFORD, A. BLAIN, R. BOYLE, R. BRODERICK, J. BUDINOFF, J. CARPENTER, R. CAVERLY, P. CHEN, S. COOLEY, C. COTTINGHAM, J. CROOKE, D. DIPETRO, M. DIPIRRO, M. FEMIANO, A. FERRER, J. FISCHER, J. P. GARDNER, L. HALLOCK, K. HARRIS, K. HARTMAN, M. HARWIT, L. HILLENBRAND, T. HYDE, D. JONES, J. KELLOGG, A. KOGUT, M. KUCHNER, B. LAWSON, J. LECHA, M. LECHA, A. MAINZER, J. MANNION, A. MARTINO, P. MASON, J. MATHER, G. McDONALD, R. MILLS, L. MUNDY, S. OLLENDORF, J. PELLICCIOTTI, D. QUINN, K. RHEE, S. RINEHART, T. SAUERWINE, R. SILVERBERG, T. SMITH, G. STACEY, H. P. STAHL, J. STAGUHN, S. TOMPKINS, J. TVEEKREM, S. WALL et M. WILSON : The space infrared interferometric telescope (SPIRIT) : High-resolution imaging and spectroscopy in the far-infrared. *Advances in Space Research*, 40:689–703, 2007.
- D. LEISAWITZ, M. R. BOLCAR, R. G. LYON, S. F. MAHER, N. MEMARSADEGHI, S. A. RINEHART et E. J. SINUKOFF : Developing wide-field spatio-spectral interferometry for far-infrared space applications. In *Optical and Infrared Interferometry III*, volume 8445 de *Proc SPIE*, page 84450A, juillet 2012.

- Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique LESIA : First. Consulté le 14 août 2018.  
<http://lesia.obspm.fr/FIRST.html>, 2015.
- J. LOICQ et D. DEFRÈRE : Space optics, chapter 4 : Space interferometry. Notes de cours, 2017.
- F. MALBET, P. KERN, I. SCHANEN-DUPOINT, J.-P. BERGER, K. ROUSSELET-PERRAUT et P. BENECH : Integrated optics for astronomical interferometry. I. Concept and astronomical applications. *AAs*, 138:135–145, juillet 1999.
- E. E. MAMAJEK et L. A. HILLENBRAND : Improved Age Estimation for Solar-Type Dwarfs Using Activity-Rotation Diagnostics. *ApJ*, 687:1264–1293, novembre 2008.
- J. C. MARR : Space interferometry mission (SIM) : overview and current status. In M. SHAO, éditeur : *Interferometry in Space*, volume 4852 de *Proc SPIE*, pages 1–15, février 2003.
- M. MAYOR et D. QUELOZ : A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378:355–359, novembre 1995.
- B. MENNESSON, P. HAGUENAUER, E. SERABYN et K. LIEWER : Deep broad-band infrared nulling using a single-mode fiber beam combiner and baseline rotation. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6268 de *Proc SPIE*, page 626830, juin 2006.
- B. MENNESSON, M. OLLIVIER et C. RUILIER : Use of single-mode waveguides to correct the optical defects of a nulling interferometer. *Journal of the Optical Society of America A*, 19:596–602, mars 2002.
- A. A. MICHELSON et F. G. PEASE : Measurement of the Diameter of  $\alpha$  Orionis with the Interferometer. *ApJ*, 53, mai 1921.
- M. NOWAK, S. LACOUR, V. LAPEYRÈRE, L. DAVID, A. CROUZIER, G. SCHWORER, P. PERROT et S. RAYANE : A Compact and Lightweight Fibered Photometer for the PicSat Mission. *ArXiv e-prints*, août 2017.
- M. OLLIVIER, O. ABSIL, F. ALLARD, J.-P. BERGER, P. BORDÉ, F. CASSAING, B. CHAZELAS, A. CHELLI, O. CHESNEAU, V. COUDÉ DU FORESTO, D. DEFRÈRE, P. DUCHON, P. GABOR, J. GAY, E. HERWATS, S. JACQUINOD, P. KERN, P. KERVELLA, J.-M. LE DUIGOU, A. LÉGER, B. LOPEZ, F. MALBET, D. MOURARD, D. PELAT, G. PERRIN, Y. RABBIA, D. ROUAN, J.-M. REISS, G. ROUSSET, F. SELSIS, P. STEE et J. SURDEJ : PEGASE, an infrared interferometer to study stellar environments and low mass companions around nearby stars. *Experimental Astronomy*, 23:403–434, mars 2009.
- C. L. POPPETT et J. R. ALLINGTON-SMITH : Fibre systems for future astronomy : anomalous wavelength-temperature effects. *MNRAS*, 379:143–150, juillet 2007.



- L. W. RAMSEY : Focal ratio degradation in optical fibers of astronomical interest. *In* S. C. BARDEN, éditeur : *Fiber Optics in Astronomy*, volume 3 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 26–39, 1988.
- S. A. RINEHART, M. RIZZO, D. J. BENFORD, D. J. FIXSEN, T. J. VEACH, A. DHABAL, D. T. LEISAWITZ, L. G. MUNDY, R. F. SILVERBERG, R. K. BARRY, J. G. STAGUHN, R. BARCLAY, J. E. MENTZELL, M. GRIFFIN, P. A. R. ADE, E. PASCALE, G. KLEMENCIC, G. SAVINI et R. JUANOLA-PARRAMON : The Balloon Experimental Twin Telescope for Infrared Interferometry (BETTII) : An Experiment for High Angular Resolution in the Far-Infrared. *PASP*, 126:660, juillet 2014.
- S. A. RINEHART, M. J. RIZZO, D. T. LEISAWITZ, J. G. STAGUHN, M. DIPIRRO, J. E. MENTZELL, R. JUANOLA-PARRAMON, A. DHABAL, L. G. MUNDY, S. H. MOSELEY, J. C. MATHER, D. L. PADGETT, K. STAPELFELDT, A. ROBERGE, M. CORDINER, S. MILAM, T. VEACH et D. FIXSEN : The Space High Angular Resolution Probe for the Infrared (SHARP-IR). *In* *Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 9904 de *Proc SPIE*, page 99042L, juillet 2016a.
- S. A. RINEHART, G. SAVINI, W. HOLLAND, O. ABSIL, D. DEFRÈRE, L. SPENCER, D. LEISAWITZ, M. RIZZO, R. JUANOLA-PARAMON et D. MOZURKEWICH : The path to interferometry in space. *In* *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, volume 9907 de *Proc SPIE*, page 99070S, août 2016b.
- C. RUILIER et F. CASSAING : Coupling of large telescopes and single-mode waveguides : application to stellar interferometry. *Journal of the Optical Society of America A*, 18:143–149, janvier 2001.
- J. SCHMOLL, M. M. ROTH et U. LAUX : Statistical Test of Optical Fibers for Use in PMAS, the Potsdam Multi-Aperture Spectrophotometer. *PASP*, 115:854–868, juillet 2003.
- M. SCHÖLLER, R. WILHELM et B. KOEHLER : Modeling the imaging process in optical stellar interferometers. *AAs*, 144:541–552, juin 2000.
- F. SELSIS : Search for signatures of life on exoplanets. *In* B. H. FOING et B. BATTRICK, éditeurs : *Earth-like Planets and Moons*, volume 514 de *ESA Special Publication*, pages 251–258, octobre 2002.
- J. SURDEJ : Observing the sky. Notes de cours, 2016.
- SYNOPSISYS. : *Code V Prompting Guidel.* Optical Research Associates, 2017a.
- SYNOPSISYS. : *Code V Reference Manual.* Optical Research Associates, 2017b.
- SYNOPSISYS. : *Code V Test Drive.* Optical Research Associates, 2017c.
- Inc. THORLABS : Single mode fiber. Consulté le 14 août 2018.  
[https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=949](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=949), 2018.

- O. WALLNER, W. R. LEEB et P. J. WINZER : Minimum length of a single-mode fiber spatial filter. *Journal of the Optical Society of America A*, 19:2445–2448, décembre 2002.
- V. WEBER, M. BARILLOT, P. HAGUENAUER, P. Y. KERN, I. SCHANEN-DUPOURT, P. R. LABEYE, L. PUJOL et Z. SODNIK : Nulling interferometer based on an integrated optics combiner. In W. A. TRAUB, éditeur : *New Frontiers in Stellar Interferometry*, volume 5491 de *Proc SPIE*, page 842, octobre 2004.
- W. WILD, T. DE GRAAUW, F. HELMICH, J. CERNICHARO, A. GUNST, A. BOS, J.-W. DEN HERDER, B. JACKSON, H.-J. LANGEVELDE, P. MAAT, J. MARTIN-PINTADO, J. NOORDAM, A. QUIRRENBACH, P. ROELFSEMA, L. VENEMA, P. WESSELIUS et P. YAGOUBOV : ESPRIT : a space interferometer concept for the far-infrared. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6265 de *Proc SPIE*, page 62651Z, juin 2006.
- A. WOLSZCZAN et D. A. FRAIL : A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, 355:145–147, janvier 1992.