Université de Nice-Sophia Antipolis - Faculté des Sciences Ecole Doctorale Sciences Fondamentales et Appliquées

# THESE de DOCTORAT

Présentée pour obtenir le titre de **Docteur en Sciences de l'Univers** 

par

# Lyu ABE

# Imagerie à Haute Dynamique :

## **Coronographie à Contraste de Phase**

et

# **Détecteurs Spécifiques**

Thèse effectuée à l'Observatoire de la Côte d'Azur Département Augustin Fresnel

Soutenue le 3 juin 2002 à 14h30 à l'Observatoire de Nice devant le jury composé de :

Julien Borgnino	UNSA	Président
Laurent Kœchlin	Obs. Midi-Pyrénées	Rapporteur
Anne-Marie Lagrange	Obs. de Grenoble	Rapporteur
Farrokh Vakili	UNSA	Directeur de thèse
Rodolphe Krawczyk	Alcatel Space Industries	Codirecteur de thèse
Claude Aime	UNSA, UFR Science	Examinateur
Renaud Foy	CRAL, Lyon	Examinateur
Antoine Labeyrie	Collège de France	Examinateur
Denis Mourard	Obs. Côte d'Azur	Membre invité

## Remerciements

Mes remerciements et ma gratitude vont tout d'abord vers mon directeur de thèse Farrokh Vakili sans qui, bien sûr, je ne serais pas en train d'écrire ces lignes, mais qui a surtout su me faire confiance tout au long de ma thèse. Je ne le remercierai jamais assez de m'avoir tant soutenu et encouragé afin que je puisse mener à terme non seulement mes projets personnels, mais de manière plus large, nos projets communs.

Malheureusement très (trop ?) souvent occupé, mais toujours disponible et ouvert à de nouvelles idées, je regrette de ne pas avoir eu plus d'échanges avec Rodolphe Krawczyk, sans qui, également, je n'en serai pas là aujourd'hui.

Je remercie par conséquent la société Alcatel Space Industries et la Région Provence-Alpes-Côte d'Azur d'avoir financé mes travaux de recherche pendant trois années.

Je serais impardonnable si je n'adressais pas un mot à mes collègues du plateau de Calern, où j'ai effectué mes recherches. Parmi eux, je tiens tout particulièrement à rendre hommage aux étudiants (plusieurs d'entre eux ne le sont d'ailleurs plus maintenant) et leur(s) proche(s) avec qui j'ai passé de très agréables moments, et qui étaient (ou sont encore) toujours intéressés pour discuter et critiquer les nouvelles idées : Armando, Lilian et maintenant Lucas Domiciano de Souza (campeón do mundo !), Olivier et Martine Chesneau, Nathalie Thureau et Ettore Pedretti, Christophe Verinaud (le rêveur omnipotent), Slim Hamdani et Philippe Bério. Je n'oublie pas tous les stagiaires que j'ai pu côtoyer et/ou encadrer : Vincent Bogard, Gwendal Baucher, Franck Desenfant, Karl Zimmermann et Arnaud Guillaume.

Ce ne sont pas des étudiants, mais ils ne sont pas moins intéressants et sympathiques, je veux nommer Dominique Albanèse, Jean-Louis Chevassut, Robert Dalla, Guy Merlin, Monique Pierron et Alain Spang qui ont tous, à un moment ou à un autre su me rendre service, soit dans mon travail au GI2T, soit à côté, et j'espère également ne pas leur avoir fait défaut... Dans la famille GI2T, il me reste à saluer et à remercier Marie-Laure Moreau, Denis Mourard, Alain Blazit, Philippe Stee et Daniel Bonneau, avec qui je garderai le souvenir de cette mémorable mission au Brésil. Merci également à toutes les personnes du département Fresnel et du site de Nice que je n'ai certainement pas assez vues et qui m'ont soutenu et aidé.

Je suis redevable à toutes les personnes qui m'ont aidé dans mon travail instrumental, notamment pour la partie de la réalisation du coronographe à couteau de phase, et sans qui ce projet n'aurait sans doute pas abouti aussi rapidement : André Gluntzlin, Pierre Assus, Yves Bresson, Jean-Louis Schneider et Jean Gay.

Je tiens à remercier tout particulièrement Antoine Labeyrie avec qui j'ai eu l'honneur et le plaisir de collaborer, et qui m'a soutenu à de nombreuses reprises dans mes projets.

Je remercie vivement tous les membres de mon jury de thèse pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et je joins à ces remerciements Julien Borgnino, directeur de l'école doctorale.

Enfin, merci à ma bien aimée Natalie, à ma famille, et à Sébastien pour leur soutien et leur encouragement tout au long de mon travail.

# Résumé

La confirmation dans les années 1990 de l'existence de planètes extra-solaires a lancé un véritable challenge aux astronomes dont le but est désormais de pouvoir détecter directement ces objets et de déterminer leur nature physique. Les performances requises en termes d'imagerie à haute dynamique sont de plusieurs dizaines de millions, objectif qui n'a encore jamais été atteint. Pour ce faire j'ai mené une réflexion globale sur ce thème d'imagerie à haute dynamique au travers de la coronographie et de détecteurs spécifiques. La première partie du manuscrit est consacrée à la coronographie avec l'étude et le développement du coronographe à couteau de phase dont le but ultime est de pouvoir "annuler" ou rejeter la lumière provenant d'une étoile pour pouvoir observer un compagnon faible en orbite autour d'elle. Cet instrument est théoriquement compatible avec la détection directe de planètes extra-solaires en termes de rapport d'intensité (plusieurs dizaines de million). Afin de valider le principe physique de ce concept, j'ai réalisé un prototype monochromatique du coronographe dont j'expose les résultats et extrapole sur les possibilités d'achromatisation dans le cadre d'observations à large bande spectrale au sol. La seconde partie concerne la conception de caméras à comptage de photon utilisant des capteurs CCD de 800 par 600 pixels et à une cadence de lecture de 100 images par seconde. Ces développements s'inscrivent surtout dans le contexte de l'observation au sol d'objets faibles, en particulier pour la coronographie stellaire, et aussi dans le domaine de l'interférométrie optique à longue base, là où le temps caractéristique d'évolution de la turbulence atmosphérique n'est que de quelques millisecondes dans le spectre visible. L'exploitation de ces caméras sur l'interféromètre GI2T/REGAIN a permis de valider mon travail au travers de programmes scientifiques dont je présente les objectifs et les résultats.

## Abstract

The existence of extra-solar planets was confirmed in the years 1990, and it is now challenging for astronomers to directly observe these objects and study their physical nature. The required performance in terms of high dynamic range imaging can reach several tens of million, which has never been done yet. In order to achieve this, I have carried out a global reflection on that high dynamic range imaging theme through coronagraphy and specific detectors. The part of this manuscript is dedicated to coronagraphy with the study and development of the phase knife coronagraph. Its final goal is to "null" or reject the light from a distant star in order to observe an orbiting faint companion. This instrument is theoretically compatible with the direct détection of extra-solar planets in terms of intensity ratio (several tens of millions). In order to validate its physical principle, I have built a monochromatic prototype of this coronagraph for which I present the obtained results and extrapolate on the achromatisation possibilities in the frame of wide spectral band ground-based observations. The second part more specifically focuses on the design of photon counting cameras using 800 by 600 pixels CCDs with a frame rate of 100 images per second. These developments come within the scope of faint object observations from the ground, using either stellar coronagraphic techniques, or optical long baseline interferometry, where the atmospheric turbulence coherence time is only about a few millseconds in the visible spectrum. The operating of these cameras on the GI2T/REGAIN Interferometer allowed me to validate my work through scientific programs for which I present the goals and results.

# **Table des matières**

Re	emero	ciements	i
Ré	ésum	é	iii
Ał	ostrad	et and the second s	v
In	trodu	uction	3
Pı	remiè	ere Partie : Coronographie Stellaire	7
1	Poir	nt sur la détection d'exo-planètes	9
	1.1	Vélocimétrie (mesure de l'effet réflexe)	9
	1.2	Astrométrie & Interférométrie à référence de phase	13
	1.3	Transits	14
	1.4	Interférométrie différentielle depuis le sol avec VLTI/AMBER	15
	1.5	Interférométrie à frange noire (nulling interferometry)	15
		1.5.1 Interféromètre spatial DARWIN	15
		1.5.2 Les interfromètres à frange noire au sol	16
2	Imag	gerie directe par coronographie dans l'espace : le projet NEF	19
	2.1	Objectifs scientifiques	19
	2.2	Le NGST	20
	2.3	Le concept instrumental de NEF	21
		2.3.1 Concept optique	21
		2.3.2 Coronographe de type masque de phase de Roddier	22
	2.4	Les techniques de traitement d'image	22
		2.4.1 Dark hole	22
		2.4.2 Dark speckle	23
	2.5	Commentaires	24
	2.6	Article NEF	26
3	Prin	cipes de Coronographie	33
	3.1	Coronographie de Lyot	33
	3.2	Lyot et la coronographie "Extra-Solaire"	34
	3.3	Variantes de la coronographie de Lyot	35

	3.4	La Coronographie Interférentielle	36
		3.4.1 Principes	36
		3.4.2 Le coronographe interférentiel achromatique (CIA)	37
		3.4.3 Coronographie à masque de phase en plan image	39
4	Le C	Coronographe à Couteau de Phase : Théorie	41
	4.1	Terminologie	41
	4.2	Principe physique	41
	4.3	Réjection & extinction	43
	4.4	Approche formelle et modèle numérique	43
		4.4.1 Cas parfait monochromatique	43
		4.4.2 Cas polychromatique	45
		4.4.3 Réalisation d'un composant PKC achromatique	47
	4.5	Performances en présence d'araignées et d'une obstruction centrale	47
	4.6	Article paru dans Astronomy & Astrophysics	49
	4.7	Comparaison au coronographe à 4 guarants	59
	4.8	Performances en présence de turbulence atmosphérique	59
		4.8.1 Comportements pour les polynômes de Zernike	59
		4.8.2 Génération d'écrans de phase turbulents	60
		4.8.3 Modèle de correction partielle d'optique adaptative	60
		4.8.4 Résultats de simulations et commentaires	61
5	Prot	otypage de laboratoire du PKC : version monochromatique	65
	5.1	Considérations préliminaires	65
	5.2	Réalisation des composants optiques	66
		5.2.1 Couteaux de phase	66
		5.2.2 Mesure du déphasage	66
	5.3	Montage optique	68
	5.4	Pupille coronographique	69
	5.5	Performances	70
		5.5.1 Estimations visuelles	70
		5.5.2 Simulation d'une étoile binaire	70
		5.5.3 Mesures de l'extinction	71
	5.6	Comparaison au modèle numérique	73
		5.6.1 Influence du tip-tilt	73
		5.6.2 Contributions relatives du tip-tilt et des défauts des couteaux	74
	5.7	Article accepté dans Astronomy & Astrophysics	77
	5.8	Perspectives instrumentales	87
	5.9	Conclusion	87
Se	econ	de Partie : Caméras à Comptage de Photons	91
6	Prin	cipes du comptage de photons	93
	6.1	L'effet photo-électrique	93

	6.2	Les tubes photo-multiplicateurs et les multiplicateurs d'électrons	94
		6.2.1 Tubes photo-multiplicateurs	94
		6.2.2 Les micro-canaux multiplicateurs	94
		6.2.3 Les intensificateurs de lumière	95
	6.3	Vers les CCD à comptage de photons	97
		6.3.1 EBCCD	97
		6.3.2 LLLCCD	97
	6.4	Détecteurs Spatio-Spectraux	99
		6.4.1 Les STJ	99
		6.4.2 Les SHBD	100
	6.5	Détection spatio-temporelle des photons	100
		6.5.1 Diverses architectures	101
		6.5.2 Les capteurs panoramiques	103
7	Vers	une nouvelle architecture pour les caméras à comptage de photon	105
	7.1		105
	7.2		106
			106
		7.2.2 Centreur de photons électronique	107
	7.3	Les défauts des centreurs de photons	107
		7.3.1 Les artefacts du centrage de photon	107
	7.4	Les biais inhérents à l'architecture du détecteur	109
		7.4.1 Les photons rémanents	109
		7.4.2 Non linéarité photométrique & coïncidence spatio-temporelle	110
	7.5	Amélioration du système d'acquisition : la caméra CP20++	110
		7.5.1 Mission d'observation par tavélographie et tavélographie différentielle au	
		Brésil	112
	7.6	Développement d'un système de centrage de photons à base de DSP	113
		7.6.1 Description de l'architecture à base de DSP	113
		7.6.2 Optimisation du code	116
		7.6.3 Tests des algorithmes	118
	7.7	Article paru dans SPIE Proceedings	121
8	La c	méra ALGOL	131
•	8.1	Considérations générales sur l'architecture	131
		8.1.1 Intensification	133
		8.1.2 Distorsion	134
		8.1.3 Euturs intensificateurs pour Algol	136
	8.2	Couplage intensificateur-CCD	137
	5.4	8.2.1 Les entonnoirs à fibre optique	137
		8.2.2 Couplage optique pur	139
	83	Capteurs d'image	141
	0.0	8.3.1 Modes de lecture	142
		8.3.2 Les caméras CCD utilisées	144

	8.4	Sources de bruit et rapport signal à bruit					144
		8.4.1	Courant d'obscurité et bruit d'obscurité				145
		8.4.2	Bruit de lecture				145
		8.4.3	Rapport Signal à Bruit				145
8.5 Acquisition des images et détection des photons							146
	8.6 Algorithmes de centrage de photons						148
		8.6.1	Précision du centrage				148
		8.6.2	Erreurs systématiques				149
	8.7	Discrir	mination des photons proches spatialement et temporellement				149
	8.8	Solutio	on aux problèmes des algorithmes de centrage de photons				151
		8.8.1	Sauvegarde des pavés de photon				151
	8.9	Exemp	bles d'application				151
		8.9.1	Correction du trou de centreur				151
		8.9.2	Application au réglage fin de la focalisation de l'optique				154
	8.10	Cryoge	énie				155
	8.11	Tests s	sur le ciel				155
		8.11.1	Première lumière				156
	8.12	Comm	nentaires et perspectives				158
		_					
9	Expl	oitatio	n sur le GI2T/REGAIN				159
	9.1	Contex	xte et Objectifs scientifiques	• •	•	•	159
		9.1.1	Bref historique : de l'I2T au GI2T	• •	•	·	160
		9.1.2	Description générale de GI2T/REGAIN		•	•	161
	9.2	Ce que	e "voit" un interféromètre		•	•	162
		9.2.1	Relation objet-image		•	•	162
		9.2.2	Cas d'un télescope unique		•	•	162
		9.2.3	Cas des pupilles diluées		•	•	163
		9.2.4	Interférométrie des tavelures		•	•	164
		9.2.5	Formalisme & Visibilité		•	•	165
		9.2.6	Fonction de transfert		•	•	166
	9.3	Le mo	de "franges dispersées" du spectromètre		•	•	168
		9.3.1	Principe		•		168
		9.3.2	Formalisme		•	•	169
		9.3.3	Caractéristiques du spectromètre		•		173
		9.3.4	Les détecteurs à comptage de photons au GI2T		•		174
	9.4	Implar	ntation du système CP20++		•		174
	9.5	Détect	teur et Suiveur de Franges				175
		9.5.1	Recherche des franges				175
		9.5.2	Stabilisation de la différence de marche : le suivi de franges				180
		9.5.3	Enregistrement des données et suivi de franges				180
	9.6	Limitat	tions pour la détection et le suivi de franges		•		181
		9.6.1	Signal à bruit				181
		9.6.2	Comparaison aux données d'observation		•		182
		9.6.3	Amélioration du RSB pour le suivi de frange				183
			-				

		9.6.4 Temps de vie des tavelures	184			
		9.6.5 Atténuation de la visibilité instrumentale	184			
9.7 Observations & performances sur le ciel						
		9.7.1 Méthode de référencement chromatique ("lambda boostrapping") .	185			
		9.7.2 Tentative d'exploitation de la méthode 1 : observation de Véga	188			
		9.7.3 Programme d'observation de PCyg	189			
		9.7.4 Calibration de la réponse instrumentale	197			
	9.8	Article paru dans Cptes-Rend. Acad. Sc.	199			
Fr	olioa		213			
-6	meg		2.0			
			047			
Ar	nex	les	217			
A	Artio	cle paru dans A&AS Ser.	217			
A B	Artio Prog	cle paru dans A&AS Ser. grammation en parallèle	217 217 227			
A B	<b>Artio</b> <b>Prog</b> B.1	cle paru dans A&AS Ser. grammation en parallèle Registres	<b>217</b> <b>227</b> 227			
A B	Artic Prog B.1 B.2	cle paru dans A&AS Ser. grammation en parallèle Registres	<b>217</b> <b>227</b> 227 227			
A B	Artic Prog B.1 B.2 B.3	cle paru dans A&AS Ser. grammation en parallèle Registres Unités de calcul Instructions et cycles processeur	<b>217</b> <b>227</b> 227 227 228			
A B	<b>Artic</b> <b>Prog</b> B.1 B.2 B.3 B.4	cle paru dans A&AS Ser. grammation en parallèle Registres	<b>217</b> <b>227</b> 227 227 228 228 228			
A B C	Artic Prog B.1 B.2 B.3 B.4 Liste	cle paru dans A&AS Ser.    grammation en parallèle    Registres	217 227 227 227 228 228 231			

# Introduction

#### Introduction

L'intérêt pour la haute dynamique dans l'imagerie astronomique est relativement nouveau, même si depuis déjà plus de 30 ans on cherche à implanter un coronographe au foyer d'un grand télescope. C'est surtout depuis la découverte de 51 Peg par les astronomes suisses Michel Mayor et Didier Queloz (**Mayor & Queloz 1995** [82]), que la course à l'exo-planète a été lancée, et par conséquent les techniques d'imagerie à haute, ou très haute dynamique (IHD). C'est une véritable aubaine pour un grand nombre d'astronomes qui vont certainement pouvoir tirer grand profit des instruments d'IHD. En effet, outre l'imagerie directe de planètes extrasolaires qui demeure un challenge technologique et observationnel sans précédent, beaucoup de domaine astrophysiques sont demandeurs à la fois de haute résolution angulaire (au sens de la limite de diffraction des grands télescopes monolithiques) et de haute dynamique : environnements d'étoiles, disques d'accrétion, étoiles multiples, noyaux actifs de galaxie (Active Galactic Nuclei), objets du système solaire (astéroïdes, satellites naturels), et plus encore sont autant de cibles potentielles pour l'IHD.

Dans ce contexte, toutes les grandes agences spatiales et grands organismes d'observation mondiaux (NASA/ESA/ESO) fournissent un effort considérable dans la conception d'instruments clairement orientés vers la détection directe d'exo-planètes, que ce soit au sol sur de grands télescope au sol (VLT, KECK, Gemini, Subaru, LBT) ou dans l'espace (COROT), EDDINGTON, NGST, DARWIN, TPF). Certains de ces projets sont en cours de réalisation ou existent déjà à l'état de précurseurs. Cependant, les contraintes techniques que requiert l'IHD n'ont pas encore été totalement explorées.

Les photons d'un objet très faible ne peuvent être concentrés en un même point que par l'intermédiaire d'un grand collecteur de lumière. Les limites des instruments existants imposent deux types de contrainte : soit leur résolution angulaire (cas d'un télescope monolithique classique) ne permet pas encore de suffisamment résoudre l'orbite d'une exo-Terre autour de son étoile parente, soit on dispose effectivement de la résolution angulaire (avec les interféromètres à longue base), mais la sensibilité fait défaut et requiert des temps de pose totalement irréalistes. En tous les cas, la limite ultime réside dans le flux de photon reçu, et par conséquent, il faut s'orienter vers l'augmentation de la taille des collecteurs de lumière, avec toutes les difficultés techniques que cela engendre.

Les télescopes au sol sont également très fortement contraints par la turbulence atmosphérique, et malgré le développement des techniques d'optique adaptative (OA), les limitations restent importantes pour bénéficier d'une très bonne correction au sens de l'IHD, comme je vais essayer de le montrer dans ce manuscrit.

L'espace reste donc le lieu idéal pour scruter l'univers. Les projets les plus ambitieux porteurs des instruments de l'IHD sont à l'étude depuis plusieurs années, mais déjà le télescope spatial Hubble aurait pu être un précurseur extraordinaire dans ce domaine, puisqu'il embarquait un coronographe qui n'a malheureusement jamais fonctionné; la mauvaise facture du miroir primaire a nécessité une correction qui n'était plus compatible avec le concept optique du coronographe. En guise d'introduction à mon travail sur la coronographie, je vais tout d'abord parler du NGST et de mon implication dans le projet NEF, qui est la première étape dans l'élaboration d'un nouveau type de coronographe, baptisé le coronographe à couteau de phase (ou *Phase Knife Coronagraph*, en anglais). Ce coronographe peut atteindre une extinction extrêmement élevée, compatible avec les spécifications pour la détection directe d'exo-planètes. Afin d'en valider le principe physique, j'ai entrepris la réalisation d'un prototype de laboratoire, mais dans une version monochromatique. L'achromatisation de ce coronographe peut revêtir plusieurs aspects que j'aborderai de manière formelle et pratique. Les aspects à la fois théoriques et pratiques font l'objet de cette première partie dont les résultats sont consignés dans deux publications *Astronomy & Astrophysics*.

La seconde partie de mon manuscrit, peut-être un peu plus technique, va m'amener à exposer les étapes de mon travail qui ont abouti au développement de nouveaux détecteurs à comptage de photons panoramiques à lecture rapide, que j'illustrerai par leur utilisation sur l'interféromètre GI2T et dans des expériences de coronographie. L'orientation vers les détecteurs à lecture rapide, et dans les longueurs d'onde visibles, est un choix délibéré qui permettra à terme l'accès à une information spatiale accrue sur les objets astrophysiques de l'IHD (puisque la résolution angulaire est proportionnelle à la longueur d'onde). D'un point de vue technique et technologique, de nos jours la diversité des applications d'imagerie permet le développement à grande échelle d'une grande gamme de technologies, à des prix toujours plus compétitifs. Même si les applications pour l'astronomie restent très confidentielles, on peut aujourd'hui trouver les composants nécessaires à la fabrication d'un instrument (détecteur, optique, sans avoir à le développer entièrement soi-même. De manière générale, le rapprochement de l'industrie vers le milieu de la recherche scientifique a favorisé les marchés d'instrumentation et stimulé la recherche dans ce sens. Ce travail s'inscrit naturellement dans la logique de l'IHD, avec le projet d'utiliser ces caméras pour la coronographie.

# Partie 1 Coronographie Stellaire

## **Avant Propos**

Je présente dans cette partie les études et les développements auxquels j'ai participé ou que j'ai mené, et en particulier le coronographe à couteau de phase. Ce travail s'inscrit non seulement dans le contexte de l'imagerie à haute dynamique dont fait partie le développement sur les caméras à comptage de photon, mais il est aussi la conséquence de mon implication dans divers projets d'instrumentation pour la détections de planètes extra-solaires (NGST/TPF).

Les réflexions stimulées par ces collaborations m'ont conduit à développer le coronographe à couteau de phase, pour lequel j'aborde les aspects théoriques et pratiques au travers principalement de deux publications (**Abe et al. 2001a** [4], **Abe et al. 2002** [7]). Le résultat obtenu par un prototype de laboratoire du coronographe a produit des résultats extrêmement encourageants avec une extinction de l'ordre de 3000 qui valident non seulement le principe physique, mais font également apparaître les points critiques des conditions expérimentales qui devront être optimisées pour des versions ultérieures.

## **Chapitre 1**

## Point sur la détection d'exo-planètes

Bien que plusieurs solutions pour la détection de planètes extra-solaires aient vu le jour ces 10 dernières années, elles restent, pour la plupart, encore inexploitées et restent dans un cadre purement théorique. Cependant, un effort considérable est investi dans la mise au point de ces techniques notamment pour les futures missions spatiales (Corot, Kepler, Eddington, NGST).

La plupart sont des techniques dites "indirectes" puisqu'elles fournissent seulement une information sur la présence d'un corps supposé être une exo-planète. Même s'il est peu probable que ces objets sont autre chose que des planètes, leur nature exacte (taille, composition chimique) reste encore indéterminée pour la grande majorité d'entre elles. Les méthodes d'observation directe quant à elles, consistent bel et bien à discriminer les photons émis ou réfléchis par la planète, mais elles n'ont encore jamais été mises en oeuvre jusqu'à présent. En effet elles requièrent un ensemble de savoir-faire technologiques et techniques qui n'ont pas encore été totalement validés, ou du moins pas pour les spécifications souhaitées pour atteindre les contrastes de 10<sup>6</sup> à 10<sup>9</sup> (cas des exo-Jupiter ou exo-Terre dans l'infrarouge (IR) thermique ou dans le visible).

Dans les paragraphes qui suivent, je décris les principales techniques de détection de planètes extra-solaires, en en donnant les relations fondamentales qui permettent d'extraire les paramètres de l'orbite et de la masse, et les limites de leur sensibilité. La détection directe, par imagerie ou interférométrie sera abordée de manière plus précise au travers de la coronographie, et en particulier, le coronographe à couteau de phase que j'ai développé durant ma thèse.

## 1.1 Vélocimétrie (mesure de l'effet réflexe)

C'est la méthode qui a permis aux suisses Michel Mayor et Didier Queloz en 1995 d'identifier la présence d'un corps supposé être une exo-planète gravitant autour de l'étoile 51Peg (**Mayor & Queloz 1995** [82], **Figure 1.1**). Cette technique spectrométrique qui, par corrélation de plusieurs dizaines de milliers de raies de l'étoile de science avec une étoile de référence, permet de mesurer des vitesses radiales (effet Doppler) de l'ordre de quelques m.s<sup>-1</sup>.

Pour un système planétaire donné, la vitesse radiale maximale issue de l'interaction gravitationnelle de ses composantes est donnée par,

$$VR_{max} = \pm 13 \frac{(M_{planète}/M_{Jupiter}) \sin i}{\sqrt{a_{UA}/5.2} \sqrt{M_{\star}/M_{\odot}}} ms^{-1}$$
(1.1)

où  $\mathbf{a}_{UA}$  est le demi-grand axe, i l'inclinaison de l'orbite par rapport à l'observateur,  $\mathbf{M}_{\star}$ ,  $\mathbf{M}_{\odot}$ ,  $\mathbf{M}_{planète}$  et  $\mathbf{M}_{Jupiter}$  les masses de l'étoile parente, du Soleil, de la planète et de Jupiter respectivement. Dans l'état actuel de la technique, les meilleures précisions obtenues sont de l'ordre de 5 m.s<sup>-1</sup>.

Ainsi avec la vélocimétrie on met en évidence le mouvement de rotation de l'étoile autour du centre de masse du système étoile/planète(s), et on en déduit le paramètre **M**<sub>planète</sub> **sin** *i*. Jusqu'à maintenant cette technique a permis d'avancer l'existence de près de 70 systèmes planétaires, dont 7 sont donnés pour multiples. La vélocimétrie est particulièrement adaptée aux planètes massives dont l'orbite est proche.



Figure 1.1. Evolution temporelle des mesures de vitesse radiale de l'étoile 51 Peg (Mayor & Queloz, Nature, 1995), Période = 4,23 jours, Masse = 0,45 M<sub>Jupiter</sub>, Distance = 0,05 AU.

Les précisions requises pour détecter un exo-Jupiter ou une exo-Terre, sont déduites de l'équation (Eq.1.1)

$$VR_{max} = \pm 13,0 \text{ m.s}^{-1}$$
 pour Jupiter (P = 12 ans)

et

$$VR_{max} = \pm 0,1 \text{ m.s}^{-1}$$
 pour la Terre (P = 1)

On peut noter que jusqu'à présent, la limite de sensibilité de détection se situe autour de 3  $M_{Jupiter}$  (moyenne pour les 70 systèmes planétaires découverts) mais qu'aucune planète ne se trouve dans la configuration du système solaire : la plupart de ces planètes géantes ( $M_{planète} > M_{Jupiter}$ ) ont des orbites bien plus proches que 5 UA (orbite de Jupiter), et même en-deçà de l'orbite de la Terre (i.e. 1 UA), conséquence de la sensibilité aux périodes orbitales courtes.

La **Figure 1.2** de la page page suivante est un inventaire des planètes extra-solaires recensées à ce jour (mars 2002). Bien que ces données contiennent également quelques mesures d'occultation ou de transit, la grande majorité de ces données proviennent de mesures vélocimétriques.



Figure 1.2. Liste des systèmes planétaires détectés (mars 2002) principalement par vélocimétrie (tiré de l'encyclopédie des planètes extra-solaires, http://www.obspm.fr/encycl/encycl.htm)

#### 1.2 Astrométrie & Interférométrie à référence de phase

La signature gravitationnelle d'une planète peut être détectée soit par les effets induits dans la ligne de visée, soit perpendiculairement à celle-ci, comme c'est le cas en astrométrie. On peut noter que cette technique est sensible quelle que soit l'inclinaison de l'orbite de la planète autour de son étoile, sans incertitude sur l'inclinaison du plan orbital (**sin** *i*).

Sa sensibilité est proportionnelle au demi-grand axe de la planète, et inversement proportionnelle à la distance du système planétaire par rapport à l'observateur, comme l'indiquent les relations qui suivent.

Le mouvement orbital se caractérise par la relation,

$$a_{\star}M_{\star} = a_{planete}M_{planete}$$

où  $\mathbf{a}_{\star}$  et  $\mathbf{a}_{planète}$  sont respectivement le demi-grand axe de l'orbite de l'étoile et de la planète, et  $\mathbf{M}_{\star}$ ,  $\mathbf{M}_{planète}$  leur masse. Il s'en suit que la mesure de l'angle en astrométrie est donnée par,

$$\Theta = \frac{a_{\star}}{D} = 500 \; \frac{a_{\text{planète}}/5.2\text{UA sin }i}{D/10\text{pc}} \; \frac{M_{\text{planète}}/M_{\text{Jupiter}}}{M_{\star}/M_{\odot}} \; \mu \text{arcsec}$$

où **D** est la distance du système à l'observateur,  $\mathbf{M}_{\odot}$ , **i** son l'angle d'inclinaison, et  $\mathbf{M}_{Jupiter}$  les masses du Soleil et de Jupiter respectivement.

Les avantages de l'astrométrie en font une technique élégante pour les étoiles proches. Le Soleil, à 10 parsecs produirait un déplacement angulaire sur le ciel de 500  $\mu$ arcsec, principalement dû à l'influence de Jupiter. Cependant, les difficultés de mise en oeuvre de l'astrométrie sub-milliseconde d'arc en font un véritable challenge technique. Même si en radio, de telles précisions sont déjà atteintes (Lestrade et al. 1999 [74]), les mesures dans le visible ou l'infra rouge sont en passe de voir le jour notamment avec l'instrument PRIMA sur le VLTI (*Phase Reference Imaging and Microarcsecond Astrometry*, Delplancke et al. 2000 [41]) qui annonce des précisions de mesures astrométriques de 10  $\mu$ arcsec.



Figure 1.3. Illustration du principe d'interférométrie à référence de phase. Les franges sont suivies sur une étoile de référence brillante dans le champ, et les franges enregistrées sur l'étoile de science sont enregistrées simultanément. Le déplacement relatif des franges d'un système par rapport à l'autre permet la mesure astrométrique.

Paramètres de transit pour le système solaire								
	Profondeur du	Probabilité						
	<b>T</b> (années)	axe <b>a</b> (UA)	transit <b>D</b> (heures)	transit (%)	géométrique P (%)			
Mercure	0,241	0,39	8.1	0.0012	1.19			
Venus	0,615	0,72	11.0	0.0076	0.65			
Terre	1,000	1,00	13.0	0.0084	0.47			
Mars	1,880	1,52	16.0	0.0024	0.31			
Jupiter	11,86	5,20	29.6	1.01	0.089			
Saturne	29,5	9,5	40.1	0.75	0.049			
Uranus	84,0	19,2	57.0	0.135	0.024			
Neptune	164,8	30,1	71.3	0.127	0.015			
	$T^2 M_{\star} = a^3$		13√a	$(R_p/R_{\star})^2$	R <sub>*</sub> /D			

Tableau 1.1. Paramètres de transit (durée, profondeur et probabilité de transit) pour les planètes du système solaire.

#### 1.3 Transits

Le transit d'une planète devant son étoile mère est beaucoup plus sensible à l'orientation du système planétaire par rapport à l'observateur, mais dans la mesure où on ne connaît pas ses paramètres orbitaux, la probabilité **P** d'observer un transit, sa durée **D** et la baisse de flux (noté **F**) relatif sont donnés par (**Rouan et al. 1998** [110]),

$$\mathsf{P} = \frac{\mathsf{R}_{\star}}{\mathsf{a}} \qquad \qquad \mathsf{D} = \frac{\mathsf{T}\mathsf{R}_{\star}}{\pi \,\mathsf{a}} \qquad \qquad \frac{\Delta\mathsf{F}}{\mathsf{F}} = \left(\frac{\mathsf{R}_{\mathsf{p}}}{\mathsf{R}_{\star}}\right)^2$$

où  $R_*$  est le rayon de l'étoile,  $R_p$  celui de la planète, **a** le demi-grand grand axe de l'orbite de la planète, **T** sa période orbitale et **F** le flux de l'étoile.

Le **Tableau 1.1** donne les paramètres de transit pour le système solaire, qui reflètent ce que l'on pourrait attendre de l'observation d'un *exo-système solaire* par cette technique. Un des aspects intéressants du transit est son achromaticité (au premier ordre). En effet, la courbe de lumière d'un transit devrait affecter de la même manière tout le spectre de l'étoile, puisque c'est un effet d'obscurcissement géométrique. L'effet peut ne pas être achromatique dans le cas où la planète possède une atmosphère dont le comportement est naturellement chromatique (absorption gazeuse ou moléculaire). Cet aspect a été exploité très récemment (**Charbonneau et al. 2002** [36]) et on espère que les futures observations vont permettre de mieux caractériser les atmosphères exo-planétaires. Ceci passe par l'analyse fine de la courbe de lumière lors du phénomène, et plus particulièrement lors des phases de contact.

De futures missions spatiales sont attendues dès 2005 avec COROT (*COnvection, ROation and planetary Transits*, voir par exemple **Defay 2000** [40]) et plus tard avec Eddington, et auront

pour objectif <sup>1</sup> de collecter des données de plusieurs dizaines de transits planétaires, afin, en particulier, d'en caractériser leur atmosphère s'il y a lieu.

#### 1.4 Interférométrie différentielle depuis le sol avec VLTI/AMBER

Grâce au VLTI et à l'instrument de première génération AMBER (*Astronomical Multiple BEam Recombiner*, **Petrov et al. 2000** [99]) qui va très prochainement être opératiionnel, on espère pouvoir observer la signature astrométrique d'une exo-planète et en particulier les *Pégasides* (**Guillot & Showman 2002** [55]). La technique consiste à mesurer simultanément la phase des franges d'interférence dans différents canaux spectraux. Ceci revient à faire une mesure de barycentre photométrique (*photocentre*) différentielle. Le succès de cette technique repose principalement sur l'hypothèse que la planète émet son propre spectre (ceci est vrai dans l'IR thermique), et se superpose donc à celui de l'étoile. Cette contribution - très faible, suffit à déplacer le photocentre du système étoile/planète. Les précisions de mesures attendues pour AMBER sont de l'ordre de 10<sup>-4</sup> et donc suffisantes pour détecter la présence des compagnons les plus massifs de plusieurs masses de Jupiter.

### **1.5** Interférométrie à frange noire (*nulling interferometry*)

Ce concept d'interféromètre multi-ouvertures proposé dès 1978 par **Bracewell** [31] consiste à re-combiner les faisceaux issus de chacune d'elles en les faisant interférer de manière destructive sur l'axe de l'instrument, d'où son appellation d'*interférométre à frange noire*. Dans le but de pouvoir obtenir une image reconstruite du système (planétaire) observé, il est nécessaire de sonder l'espace des fréquences spatiales (voir le **chapitre 9.2**) sur le plus grand nombre de points possibles. Des projets aussi bien au sol que dans l'espace sont en cours d'étude.

#### 1.5.1 Interféromètre spatial DARWIN

DARWIN est actuellement le projet spatial le plus abouti en matière d'interférométrie à frange noire pour la détection directe d'exo-planètes. Cet interféromètre spatial à configuration variable (vecteurs de base) est destiné à observer dans l'infrarouge thermique (5 à 30  $\mu$ m), là où le contraste d'un exo-Jupiter ou d'une exo-Terre n'est plus que de 10<sup>6</sup> (**Bracewell 1978** [31]) au lieu de 10<sup>9</sup> dans le spectre visible. L'interféromètre doit recombiner les amplitudes provenant des télescopes de manière à former une frange noire sur l'axe de visée de l'instrument (sur

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Ces deux missions comporte une partie de leur programme consacrée aux exo-planètes, ainsi qu'un large volet sur la détection et l'étude des vibrations des étoiles (sismologie stellaire). Voir aussi http ://astro.esa.int/SA-general/Projects/Eddington/.

lequel se trouve l'étoile). De nombreuses combinaisons en termes de nombre d'ouvertures et de configuration ont été étudiées (**Thomas 2000** [117]) afin de trouver un compromis entre le taux d'extinction sur l'axe, la complexité d'opération (rotation ou non de l'interféromètre) et les contraintes observationnelles. Celles-ci comprennent notamment la possibilité de discriminer le signal de la planète du bulbe de lumière exo-zodiacale qui, dans l'infrarouge thermique a une contribution considérable.



Figure 1.4. Image reconstruite d'un pseudo système solaire situé à 10 pc observée avec DARWIN : les spots brillants correspondent à Venus, la Terre et Mars pour un temps d'acquisition de 10 heures (Mennesson et Mariotti 1997 [81]).

Les spécifications principales pour la mission DARWIN sont les suivantes :

- 6 télescopes de 1,5 m disposés en hexagone (configuration dite "de Mariotti" ())
- Précision de pointage : 24 mas
- Résolution Spectrale : 20-1000,  $\Delta\lambda$  ~ 5-28  $\mu$ m
- Ligne de base maximale : 1Km (résolution angulaire de 0,1 arcsec à  $\lambda$ =20  $\mu$ m)
- Durée de la mission : 5 ans
- Orbite : point L2 de Lagrange
- Précision métrologique : 1 cm
- Précision de contrôle de la DDM : < 20 nm, OPD < 10<sup>-2</sup>
- Refroidissement passif : 40 K
- Filtrage spatial par fibre optique

#### 1.5.2 Les interfromètres à frange noire au sol

Dans la lignée du projet DARWIN, des projets au sol sont en cours de réalisation, et les différentes techniques de recombinaison en cours de test. Ainsi, les projets de l'ESA (GENIE, *Ground-based European Nulling Interferometer Experiment*) ou de l'interféromètre à frange

noire du Keck-I (*Keck Nuller*, **Figure 1.5**) sont en passe de devenir des précurseurs dans ce domaine. Il s'agit effectivement de développer la technologie et le savoir faire autour de ces concepts pour les futures missions spatiales. Un démonstrateur de DARWIN est plus spécifiquement en cours de réalisation à *Alcatel Space Industries*.



Figure 1.5. Exemple de recombinaison de faisceaux pour l'interférométrie à frange noire proposé pour l'interféromètre Keck (Serabyn).

## **Chapitre 2**

# Imagerie directe par coronographie dans l'espace : le projet NEF

En 1999, un appel d'offre conjoint ESA-NASA mettait à contribution plusieurs laboratoires de recherches et grands groupes aérospatiaux pour une proposition d'instrumentation focale pour le télescope spatial de nouvelle génération NGST. Cet appel à projets visait à faire émerger des solutions techniques dans le but de détecter des planètes extra-solaires et d'atteindre des contrastes de l'ordre de 10<sup>9</sup>. Bien qu'orienté vers une astronomie à grande échelle et des programmes plutôt liés à la cosmologie, le NGST dans son concept original (télescope de 8 mètres de diamètre) pourrait effectivement servir de plate-forme pour un instrument d'imagerie à très haute dynamique.

## 2.1 Objectifs scientifiques

Le but avoué de ces missions spatiales est effectivement la détection directe d'exo-Terre et leur caractérisation (orbite, composition de l'atmosphère, etc.) La première analyse du spectre d'une planète extra-solaire (**Charbonneau et al. 2002** [36]) ne fait que renforcer l'attrait vers cet objectif difficile à atteindre. Cependant, ce thème très en vogue depuis plus de 5 années occulte souvent d'autres types de cibles qui pourraient bénéficier de ces méthodes d'imagerie à haute dynamique. La relative proximité de certains objets permet l'observation directe de la structure de leur atmosphère entendue. C'est le cas par exemple du résidu de l'explosion de la super géante PCyg dont les extensions atteignent 22 arcsec. Ce type d'objet en fait une cible extrêmement intéressante à la fois pour l'interférométrie à longue base et l'imagerie directe (en coronographie par exemple). En effet l'évolution des structures complexes (grumeaux de matière) à l'échelle de quelques années peuvent entre suivies à la fois par interférométrie (optique/radio) et à plus grande échelle par l'imagerie directe. De même, les interactions des systèmes binaires dit cataclysmiques (binaires symbiotiques, Wolf-Rayet) sont des objets à la géométrie complexe dont les observation à grande échelle permettent de mieux contraindre

les processus d'accrétion ou de perte de masse. Les étoiles jeunes (pré-sequence principale) autour desquelles existent des disques d'accrétion poussière/gaz (TTauri) dans lesquelles on suspecte l'existence de corps proto-planétaire ont été récemment observes à la fois depuis l'espace (e.g. **Augereau 1999** [12]) et plus récemment depuis le sol (**Trilling 2001** [120], **Boc-caletti 2002** en préparation) sur des télescopes de classe intermédiaire. Le champ d'investigations accessible à la coronographie au sol et dans l'espace est vaste et ne se limite pas non plus aux processus de formation planétaire ou aux environnements stellaires, mais des objets extra galactiques de plus grande échelle nécessitent également la combinaison de la haute dynamique et de la haute résolution angulaire (e.g. les AGN).

### 2.2 Le NGST

Plusieurs points nécessitent d'être explicités avant de commencer à décrire le projet NEF, et son concept global. Les caractéristiques que je vais citer ici sont les données à partir desquelles j'ai travaillé à l'époque (1999). Depuis, des dispositions ont été prises et il semble que les performances du NGST ont été revues à la baisse, réduisant son diamètre à 6,5 m. La question a déjà été posée sur l'apport scientifique, en dehors de la performance technique, d'un tel instrument aux vues des projets déjà engagés de télescopes dit "géants" de plus de 10 mètres de diamètre (CELT - *California Extremely Large Telescope*, **Nelson 2000** [90], OWL - *OverWhelmingly Large telescope*, **Dierickx et al. 2000** [42]), et des développements de l'optique adaptative multi-conjuguée (**Beckers 1989** [18], **Diolaiti et al. 2001** [43]). Néanmoins pour l'instant, le problème peut vite être balayé d'un revers de la main puisque les ambitions des ingénieurs en matière d'optique adaptative sont loin d'être atteintes pour pouvoir concurrencer l'espace, qui reste un lieu privilégié pour l'observation astronomique. Preuve en est du HST.

Quelques caractéristiques du NGST

- Diamètre : 8m
- Qualité du miroir :  $\lambda$ /14 à 2,2  $\mu$ m
- Refroidissement : inférieur à 50K (parasol)
- Bande passante spectrale : 0,6 à 30  $\mu$ m
- Orbite : Point L2 de Lagrange du système Terre-Soleil ou orbite 1/3 AU

Ces spécifications ont été utilisées pour notre étude du concept NEF à la fin de l'année 1999, mais depuis le projet a évolué vers une configuration réduite avec un miroir de 6,5 m. Les études pour l'installation d'un coronographe visible/proche IR sont toujours en cours, mais il semble que celui-ci s'oriente vers une configuration très simplifiée (coronographe de Lyot). En effet, le manque de démonstrateurs et d'expérience dans les nouvelles techniques de coronographie poussent les ingénieurs à opter pour des solutions connues, robustes et déjà éprouvées par le passé. En outre la réalisation de composants optiques que requièrent ces nouveaux coronographes (masques de phase) doit être qualifiée pour l'espace. Des études
viennent d'être initiées dans quelques instituts européens (et américains) sur ces aspects.

## 2.3 Le concept instrumental de NEF

En suivant une approche globale, le projet NEF regroupe plusieurs concepts d'imagerie à haute dynamique en vue d'atteindre le contraste fatidique de 10<sup>9</sup>. Mon travail sur la configuration optique de cet instrument est illustrée dans l'article **page page 26**.

L'instrument lui-même est dessiné autour d'éléments qui ont quasiment tous un rôle important soit dans l'acquisition proprement dite, soit nécessaire au traitement des images.

### 2.3.1 Concept optique

Le dessin de l'optique de l'instrument doit faire face à plusieurs contraintes techniques. Dans un premier temps, l'encombrement du train optique ne doit pas dépasser le volume estimé de l'enceinte du NGST. En l'occurrence, la spécification principale sur laquelle nous nous sommes basés étaient une profondeur maximale de 2 mètres (avec un volume le plus faible possible). La taille des composants optiques, estimée de manière réaliste, a surtout concerné les dimensions du miroir déformable et du masque de phase du coronographe (M2 et APM, **Figure 2.1**) qui devraient être contraints par les possibilités de réalisations techniques.



Figure 2.1. Schéma optique conceptuel de l'instrument NGST Exo-planet Finder (NEF).

On peut souligner plusieurs point intéressants dans ce concept optique. Un miroir percé (M3) fait office à la fois de diaphragme de Lyot (voir **chapitre 3**) et de miroir qui va reformer l'image focale sur une diode à quatre quadrants afin de mesurer finement le basculement (*tip-tilt*) de l'onde de l'étoile centrale par rapport à l'axe. Ceci se justifie par l'utilisation en outre d'un analyseur de surface d'onde par la technique du contraste de phase (**Zernike 1934** [127]) qui est extrêmement sensible aux aberrations de faible amplitude.

### 2.3.2 Coronographe de type masque de phase de Roddier

Bien que diverses solutions aient pu être envisagées pour le choix du coronographe de NEF, la technique qui semblait la mieux adaptée en termes d'efficacité et de possibilité d'exploration d'objets étendus était le coronographe interférentiel à masque de phase de Roddier (**Roddier & Roddier 1997** [109], voir le §3.4.3). Dans le contexte d'un projet spatial, les solutions techniques les plus avancées ont été envisagées, même si certaines d'entre elles n'ont pas été appliquées dans ce domaine précis. Le masque de phase utilisé en réflexion utilise le principe des réseaux de Bragg. Le calcul montre qu'un empilement de couches permet de moduler l'indice de réfraction.

# 2.4 Les techniques de traitement d'image

### 2.4.1 Dark hole

Traduisible par "trou sombre", cette technique permet de modifier la distribution d'intensité dans un plan de référence (ici en l'occurrence le plan image) en modifiant la phase dans le plan conjugué (Malbet et al. 1995 [79]). On peut ainsi modifier l'allure de la FEP idéale pour créer une dépression d'intensité à un endroit donné. Dans le cas qui nous intéresse, en modifiant la phase dans un plan pupille, on modifie la FEP du système qui reste invariante par translation (la FEP donnée par l'objet hors de l'axe est la même que celle pour un objet sur l'axe, à une translation près). La FEP ainsi modifiée (Figure 2.2) doit servir à augmenter localement le contraste entre une étoile centrale et un objet faible par exemple. En théorie, un tel procédé permettrait de gagner un facteur de l'ordre de 10 à 20 localement, mais il nécessite de pouvoir agir sur un grand nombre de sous-ouvertures de la pupille, typiquement 50x50 éléments de résolution au sol (~30x30 dans l'espace), avec une précision sur la dynamique des actuateurs de l'ordre du nanomètre. Plusieurs entreprises (Xinetics<sup>1</sup>, OkoTech<sup>2</sup>) étudient la possibilité de constituer des matrices de très nombreux actuateurs, avec des dynamiques énoncées plus haut. Certains résultats de ces études sont très encourageants, avec par exemple la stabilité remarquable de la matrice Xinetics, stable à 2Å rms pendant plusieurs semaines (Trauger **1999** [119]).

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Xinetics - http://www.xinetics.world

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Okotech - http://http://www.okotech.com/



Figure 2.2. Technique du "Dark Hole", montrée ici avec sa variante du "Dark Field" (échelle logarithmique).

Une alternative à la technique du Dark Hole telle que proposée par F. Malbet a été suggérée et testée par F. Vakili (communication privée). Elle utilise un algorithme de Gerschberg-Saxton, plus couramment utilisé en reconstruction d'image : cet algorithme itératif permet de retrouver la phase du spectre d'un objet à partir de son amplitude seule. En passant successivement de l'espace direct, à l'espace de Fourier, et en appliquant dans chacun d'eux des contraintes liées soit à la nature de l'objet (par exemple une contrainte de positivité de l'image à reconstruire), soit liée à la méthode d'observation (par exemple un support borné dans l'un ou l'autre des espace). Dans le cas du Dark Field, on applique les contraintes soit dans le plan pupille, avec le support borné de la pupille, soit dans le plan image, avec une contrainte de positivité, et contrainte de la répartition d'énergie désirée (qui est appelée la "fonction but"). La convergence relativement rapide de cet algorithme permet d'obtenir la déformation (phase) du miroir déformable pour d'obtenir un effet similaire à celui du Dark Hole, avec l'avantage de pouvoir s'affranchir de la mesure du front d'onde dans un plan pupille intermédiaire. Aucune de ces deux techniques n'a pour le moment été réellement testée, car elle demande un grand nombre d'actuateurs et une capacité de calcul importante, qui est d'autant plus accrue si on désire l'implémenter sur des optique adaptatives au sol (en rapport avec la turbulence atmosphérique).

### 2.4.2 Dark speckle

Cette méthode, bien que n'étant pas une méthode instrumentale en elle-même, nécessite des dispositions techniques relativement fortes, qui ont conditionnées le concept optique du projet NEF. La méthode, introduite par Antoine Labeyrie, exploite la statistique de l'occurrence des photo-événements sur un détecteur en abordant le problème d'une manière peu conventionnelle. Dans le cas présent, on cherche à détecter le signal d'un objet faible noyé dans un

halo de diffraction issu d'une source centrale très intense.

En première approximation, pour des optiques qui vérifient largement le critère de Rayleigh, la forme de la figure de diffraction dominante est une figure d'Airy (aux effets de diffraction près, par exemple les effets de l'araignée soutenant le miroir secondaire). En réalité, même les optiques très bien polies génèrent des défauts de phase résiduels de très faible amplitude. Il peuvent également provenir des formes imparfaites des divers éléments rencontrés sur le chemin optique qui participent à la diffusion de la lumière. Pour un instrument présentant de tels défauts de phase, ils peuvent être mis en évidence loin de l'axe optique et se manifeste par l'apparition d'une structure de tavelures statiques, ou lentement variables. Ce dernier cas peut être dû par exemple à des dilatations/contractions relatives à des variations de température du milieu ambiant (phénomène de respiration, ou "breathing").

Dans ce champ résiduel de tavelures, la technique du "dark speckle" s'intéresse non pas aux figures d'interférences constructives (tavelures brillantes), mais aux tavelures sombres, c'est-à-dire aux zones d'interférences destructives. Si on considère la présence d'un objet à la distance **r** de l'axe optique dans le champ, alors la probabilité d'occurrence des tavelures sombres sera réduite du fait de la non cohérence des fronts d'onde de l'étoile centrale et de l'objet voisin, i.e. les modules des amplitudes relatives aux deux corps s'additionnent sans interférer. Labeyrie montre (**Labeyrie 1995** [68]) que la statistique d'occurrence des non photon événements (ou zéro-photon) à un endroit donné du champ est favorable, en terme de signal à bruit, à l'image longue pose.

# 2.5 Commentaires

Avec l'utilisation simultanée de trois techniques qui améliorent à chaque fois le contraste, on montre qu'il est possible d'atteindre la limite de 10<sup>9</sup> nécessaire à l'imagerie directe d'exo-Jupiter, voire d'exo-Terre dans les longueurs d'onde visibles. Lors de notre étude, nous avons fait appel à l'expertise d'ingénieurs d'Alcatel Space Industries qui nous ont mis en garde contre les lumières diffusées, les rétro-réflexions, les images fantômes et par conséquent d'utiliser un minimum, voire aucun dioptre. L'étude complète et détaillée du montage optique dépassait quelque peu le cadre prospectif de cette étude. Néanmoins, ce concept d'imagerie haute dynamique avec cette approche globale regroupant plusieurs méthodes est toujours d'actualité et mérite d'être explorée en profondeur. En outre, les nouveaux coronographes (Couteau de Phase/Quatre Quadrants) commencent à donner des performances très intéressantes mais qui ne peuvent donner des résultats vraiment spectaculaires que dans l'espace, tout du moins, au vu des performances limitées des corrections en optique adaptative sur des télescopes au sol, et dans le visible ou le proche IR.

Mais même dans l'état actuel des technologies, il est essentiel de tester ces techniques au sol de manière exhaustive pour pouvoir profiter de leur plein potentiel pour des instruments plus aboutis en vue de missions spatiales. A ce titre il convient de mentionner les quelques résultats expérimentaux obtenus dans ce domaine de l'extinction haute dynamique. Un démonstrateur d'interféromètre "annuleur" a démontré les performances d'un tel instrument (**Ollivier et al. 2001** [91]). D'autres expériences du même type sont en cours notamment au JPL pour le Keck et le programme de détection directe d'exo-Jupiter. Dans le domaine de l'imagerie, peu de tests ont été effectués. Seul le CIA (**Gay 1996** [52]) a été testé et utilisé sur le ciel, mais sans pour l'instant atteindre les performances attendues (extinction de quelques dizaines). Le coronographe à masque de phase de Roddier a lui aussi été testé en laboratoire (**Guyon**, **Roddier et al. 1999** [56]), mais la difficulté technique de réalisation du masque proprement dit n'a permis que d'atteindre une extinction de 16. Le coronographe à couteau de phase (décrit plus en détail dans un chapitre ultérieur) a quant à lui donné des résultats très encourageants (~3000) dans sa version monochromatique et préfigure de futures versions aux performances accrues et achromatiques.

Même si la sensibilité extrême des nouveaux coronographes aux aberrations de bas ordre limite fortement leur performance, des études approfondies et des tests sur des télescopes de classe moyenne au sol doivent être entrepris.

# 2.6 Article NEF

Cette publication fait état de l'étude préliminaire pour le concept du coronographe NEF décrit précédemment. Sa présentation a eu lieu à la fin 1999 à la conférence de Woods Hole à l'occasion de présentation pour l'instrumentation focale du NGST.

Cet article fait partie d'un ensemble de publication et du travail fourni lors de cette pré-étude pour l'ESA et notamment **Moutou et al. 2000** [88], qui fait état des résultats de simulations avec cet ensemble de techniques présentes dans l'instrument NEF.

## **NEF: NGST Exo-planet Finder: I. Concepts**

Boccaletti A.<sup>1</sup>, Moutou C.<sup>2</sup>, Abe L.<sup>3</sup>, Vakili F.<sup>3</sup>, Labeyrie A.<sup>4</sup>, Riaud P.<sup>4</sup>, Schneider J.<sup>5</sup>

<sup>1</sup> DESPA Meudon Obs. (Fr.), <sup>2</sup> ESO Santiago (Chile), <sup>3</sup> Obs. Côte d'Azur (Fr.), <sup>4</sup> Obs. Haute Provence (Fr.), <sup>5</sup> DARC Obs. Meudon (Fr.)

Abstract. In this paper we present the concepts of a coronagraphic instrument designed for exo-planet direct imaging with NGST. This instrument could be able to detect Earth-like planets around nearby stars in the visible ( $\sim 0.8 \mu m$ ). We discuss the observing strategy and particularly the choice of wavelength range. The huge dynamic range is achieved through a combination of sophisticated techniques. A preliminary optical design is presented.

## 1. Scientific interests of a coronagraph on-board NGST

Many astrophysical topics require a huge dynamic range together with a high angular resolution. Actually, the stellar evolution and the physical processes leading to the formation of stars and planets are poorly constrained. These objects are crucial for the understanding of stellar formation but remain difficult to observe owing to their relative faintness and their proximity to the central bright source. For this kind of observations, a coronagraphic capability is useful to enhance the contrast of such elusive objects. More challenging is the detection of extrasolar planets the study of which has been motivated by the recent discoveries (Mayor & Queloz 1995). The direct imaging of exo-planets requires some refined coronagraphic techniques to reach the huge brightness ratio of about  $10^9$  (22 magnitudes) with angular separation smaller than 1". Therefore, imaging is of interest to accurately determine the planet's orbit, and to extend the knowledge of their caracteristics (albedo, color, temporal evolution). In these circumstances, the large diameter of NGST and the absence of atmospheric seeing, match the requirements of high dynamic range programs such as exo-planets imaging. NEF (NGST Exo-planet Finder) is the european proposed coronagraphic device following the previous proposal (Moutou et al. 1998). Its ultimate goal is to attain  $10^9$  dynamic range in a 1" field of view for the detection of Earth-like planets. The study of extragalactic science such as the environment of AGN and guasars can also be approached with NEF.

## 2. Observing strategy - wavelength requirements

Since exo-planets is the most critical program, the instrument must be designed with respect to this goal. The NGST wavelength coverage ranges from  $0.6\mu m$ 



Figure 1. Angular separation in  $\lambda/D$  unit as a function of star's distance (in parsec), for a Jupiter-like (solid line) and Earth-like (dashed line) planets, and for 3 spectral bands: visible ( $\diamond$ ), near IR (\*) and thermal IR (+). With a realistic limit of about  $3\lambda/D$ , Earth-like planets are detectable in visible band.

to 10  $\mu m$ . Figure 1 gives the angular separation of Jupiter-like (5 AU) and Earth-like (1 AU) planets as a function of the distance of the star and for each spectral domain. The star/planet constrast is improved to  $10^6$  in the thermal IR. Nevertheless, an 8m telescope operating at  $10\mu m$  would be unable to angulary separate a planet from its parent star. Therefore, the trade-off has to be done between the visible and the near IR (nIR hereafter). The brightness ratio is quite similar in both spectral ranges for Jupiter-like as well as for Earth-like planets (~  $10^9$ ). But visible wavelengths feature an angular resolution of about 20mas (at  $0.8\mu m$ ) compared to 50mas in nIR (at  $2\mu m$ ).

This difference has a great impact on scientific objectives. The high angular resolution at  $0.8\mu m$  provides access to Earth-like planets up to 25pc (see Fig. 1) and does not restrain the target sample to the most nearby stars.

From an instrumental point of view, visible detectors are more performant in terms of quantum efficiency, read-out noise and size of the arrays.

It is also worthy to remind that 50mas resolution is already achievable from ground-based 8m telescopes equipped with adaptive optics, but visible capabilities at 20mas resolution are not yet planned. Therefore, the NGST has the opportunity to attain an unprecedented angular resolution in direct imaging.

However, the NGST primary mirror is expected to be optimized (in terms of phase defects) for nIR wavelengths. Despite this serious drawback, which can be overcome with internal adaptive optics, NEF has been designed as a visible coronagraph to benefit from the high angular resolution.



Figure 2. Phase-contrast principle: The focal plane (P) is imaged onto the detector (P') through the  $\lambda/4$  mask (M). The complex amplitude in the focal plane P is shown on a Fresnel diagram (A). B is the Fresnel representation of P'. The resulting vibration has an increased modulus.

### 3. Main concepts of NEF

The instrument concept relies on several techniques. Basically, the starlight cancellation is achieved in 4 successive steps :

- 1. Residual phase corrugations, originating from figuring errors and co-phasing of the petals, are corrected by an high-order adaptive optics attached to the coronagraphic instrument. An efficient way to accurately sense the wavefront on a space-based telescope involves phase-contrast (Zernike 1951). This techniques is widespread in microscopy and thus requires no technological development. It uses an attenuating phase quadrature mask, to transform small phase-shifts into amplitude. The principle of phasecontrast is sketched on Fig. 2.
- 2. The main device of NEF is obviously the coronagraph. In our design the Lyot mask has been replaced by a phase-mask (Roddier & Roddier 1997), more efficient in terms of rejection rate and angular resolution. Indeed, the phase-mask has an optimal diameter of  $\lambda/D$  and does not degrade the angular resolution of the NGST. The  $\pi$  phase-shift introduced by the mask provides a destructive interference in the relayed pupil (Fig. 3). Using a stop selecting the pupil area rejects most of the starlight. Very faint objects can be detected as close as the first dark ring from the masked central source. However, phase-mask performance is strongly dependent on the spectral bandwidth. One solution has been studied to fabricate an achromatic phase-mask using Bragg holograms (Labeyrie 1999).
- 3. Adaptive optics is also used to generate a dark-hole (Malbet et al. 1995) within the area where exo-planets are expected to be found. This algorithm



Figure 3. Phase-mask principle (from left to right): Airy pattern complex amplitude,  $\pi$  phase-shift in the core of the Airy peak, amplitude in the relayed pupil, amplitude in the coronagraphic plane, (not a scaled plot).

utilizes the intensity of the coronagraphic plane to retrieve the optimal deformable mirror shape.

4. Finally, the last stage of star light suppression is achieved with dark-speckle analysis (Labeyrie 1995) using numerous exposures. The method exploits destructive interferences occurring on short exposures. Although it has been initially proposed for ground-based telescopes, it is also applicable to space telescopes, the seeing being provided by the deformable mirror reshaping. The individual exposure time is set by the adaptive optics stability, which is of the order of a few seconds in space. Compared to the ground-based observations, the photon noise is then considerably reduced. Dark-speckle has already been tested on ground-based telescopes as well as in laboratory experiments (Boccaletti et al. 1998,).

The combination of these 4 steps is expected to provide a dynamic range of  $10^9$  in a few tens of hours.

## 4. Optical design

The ray-tracing of NEF optical design is shown on Fig. 4. M1 images the NGST pupil on M2, the deformable mirror correcting the wavefront from phase defects. The beam is then split in 2 channels with a dichroic (Di): one for wavefront sensing at shorter wavelength (cpm), the other one for imaging. The star cancellation is achieved with both the phase mask (APM) and the Lyot stop (L). Fine guiding is provided by a quad-cell diode using the light rejected by the stop. The 1" field of view is then imaged on a 1kx1k detector allowing a fine sampling of the speckles, after speckle chromatism compensation through the Wynne lenses (Wynne 1979). Several options are proposed to the basic design including spectroscopic capability or Achromatic Interfero-Coronagraph (Rabbia et al. 1998).



Figure 4. Preliminary optical study of NEF. See section 4. for details.

## 5. Next steps and conclusion

Promising numerical simulations have been carried out and verify the expected performances. Feasibility studies of NEF are in progress.

A ground-based NEF prototype is beeing developed at OHP/OCA for imaging moderate brightness ratios: circumstellar disks, low-mass stars or brown dwarves. It will be upgraded with the new proposed technics for getting a higher contrast imaging.

To enable the detection of very close objects such as Earth-like planets, NEF has been designed for visible imaging. But the concept of NEF is also applicable to nIR with nonetheless a consistent loss in angular resolution.

The concepts of NEF have been sketched in this paper. Numerical simulations and instrumental requirements are given in Moutou et al. (this proceeding). In addition, more details of the study can be found on our web site (http://wwwrc.obs-azur.fr/fresnel/isa/homepage.html).

## References

Boccaletti A., Moutou C., Labeyrie A., Kohler D. & Vakili F. 1998, A&AS 133, 395

Labeyrie A. 1995, A&A 298, 544

Labeyrie A. 1999, Mariotti & Alloin Eds. NATO ASI 532, 261

Lyot B. 1939, MNRAS 88, 580

Malbet F., Yu & Shao M. 1995, PASP 107, 386

Mayor M. & Queloz D. 1995, Nature 378, 355

- Moutou C., Boccaletti A. & Labeyrie A. 1998, "The NGST science drivers and technological challenges", p. 211
- Rabbia Y., Baudoz P. & gay J. 1998, "The NGST science drivers and technological challenges", p. 279

Wynne C.G. 1979, Optics Comm. 28, 21

Zernike 1951,

# **Chapitre 3**

# Principes de Coronographie

## 3.1 Coronographie de Lyot

N'est-ce pas la Lune qui est à l'origine des premiers coronographes ? Son passage devant le Soleil à bonne distance, a pour effet d'occulter le flux de lumière éblouissant de notre étoile, et permet de révéler des détails infiniment plus faibles de la couronne Solaire.

Si les éclipses son rares en un même point du globe terrestre, elles ont été pendant longtemps l'unique moyen d'observer directement la couronne solaire. Les astronomes de l'époque ont essayé à maintes reprises de reproduire les éclipses, sans jamais y parvenir. Certains d'entre eux en vinrent même à la conclusion concluant que cela était impossible!

C'est donc pour pouvoir reproduire des éclipses solaires que Bernard Lyot introduit en 1930 (Lyot 1930 [75], Lyot 1931 [76], Lyot 1939 [77]) le concept du coronographe. Ses premières observations en coronographie permettent de mesurer la polarisation dans le voisinage de la photosphère solaire, puis, un an plus tard, il réalise les premiers clichés de la couronne en dehors d'une éclipse naturelle. Si on se contente de placer un masque sur cette image, certes l'intensité du disque solaire sera considérablement réduite, mais il ne va en rien diminuer les résidus de diffraction produit par l'optique en amont. Pour réduire l'intensité de ce fond, un moyen est de se placer dans un plan qui reprend l'image de la pupille illuminée par l'objet. Ce plan pupille met à jour l'effet diffractant du masque physique (masque d'amplitude) placé dans le plan image. Pour le masque de Lyot, cet effet se traduit par une concentration de l'énergie lumineuse sur les bords du support de la pupille. C'est ce que constate Lyot, qui place alors dans ce plan un diaphragme (communément appelé diaphragme de Lyot) qui va absorber une partie de cette énergie. Si l'on reforme l'image de l'objet à l'aide d'une optique, placée juste derrière ce plan pupille, on constate que l'on a pu considérablement atténuer l'intensité du résidu de diffraction produite par le masque occultant.



Figure 3.1. Schéma de principe d'un coronographe de Lyot. Le masque M est un masque qui modifie l'amplitude de l'onde localement. L'élément optique L2 permet de reformer l'image de la pupille d'entrée, c'est-à-dire le plan de la pupille coronographique. Dans ce plan, on place un diaphragme qui va bloquer une grande partie de la lumière rejetée sur les bords de la pupille.

Physiquement, l'action du masque d'occultation opère un filtrage des fréquences spatiales basses, et se comporte donc comme un filtre passe-haut. Le résultat dans l'image de la pupille conjuguée est que la contribution des hautes fréquences se trouve renforcée par rapport aux basses fréquences, et dont la répartition d'énergie est surtout visible sur les bords de la pupille.

D'un point de vue formel, on peut exprimer l'action du masque d'occultation dans le plan image comme la multiplication da sa fonction de transmission par l'amplitude complexe associée à l'onde. Dans le plan pupille conjugué, que j'appelle plan "pupille coronographique", on obtient la distribution d'intensité en convoluant la pupille d'entrée du télescope par la transformée de Fourier du masque d'occultation (**Figure 3.1**). Cette dernière a l'allure d'une tache d'Airy, dont l'amplitude est négative, et à laquelle s'ajoute une fonction bien plus "piquée" et positive relative au champ non masqué. L'action combinée de ces deux fonctions dans la convolution contribue à annuler l'intensité à l'intérieur de la pupille, et à concentrer l'énergie sur ses bords.

Bien entendu, le diaphragme va également avoir un effet diffractant, mais à ce niveau, nous avons considérablement réduit l'intensité du halo de diffraction. Cette technique est utilisée avec succès sur le Soleil. Des coronographes sont très souvent utilisés pour surveiller l'activité solaire dans son environnement direct, comme à l'Observatoire du Pic du Midi, ou même dans l'espace avec le satellite SOHO et son coronographe LASCO. Le coronographe de Lyot permet de réduire le halo de diffraction d'un facteur 100 à 1000, qui permet de révéler directement des détails faibles de la couronne (éjecta de matière sous forme de vents solaires, éruptions,...).

# 3.2 Lyot et la coronographie "Extra-Solaire"

L'application de la coronographie de Lyot à l'observation des environnements stellaires est immédiat à la différence de la taille de l'objet occulté. En général, les dimensions angulaires des

### Principes de coronographie

étoiles les plus proches sont en-deçà de la limite du pouvoir de résolution des plus grands instruments à pupille compacte. Il suffit donc de placer un masque occultant qui a les dimensions de la figure de diffraction dans un plan image. De la même manière que pour le coronographe solaire, l'énergie lumineuse n'est vraiment réduite qu'après avoir formé une image de la pupille sur laquelle on place un diaphragme (Cf. **Figure 3.1**).

Le coronographe de Lyot est actuellement la seule technique permettant d'obtenir une extinction suffisante pour une exploitation astrophysique sur des objets autres que le Soleil. Cependant, des limitations évidentes apparaissent, même dans l'espace, pour l'observation directe de planètes extra-solaires. Premièrement, la taille du masque ne permet pas d'accéder à l'environnement proche des étoiles (à l'échelle de la résolution angulaire de l'instrument). Il est nécessaire de masquer l'objet brillant central jusqu'à deux ou trois anneaux de la tache de diffraction (**Malbet 1996** [80]) s'il on veut espérer obtenir de bonnes performances.

La seconde limitation concerne la dynamique qui n'est pas suffisante proche de la source brillante pour l'observation directe d'objets très faibles, comme dans le cadre de la recherche et de l'imagerie directe d'exo-planètes où le contraste peut atteindre 10<sup>9</sup> dans le spectre visible (cas d'une exo-Terre ou d'un exo-Jupiter). Cependant, les observations récentes ont montré l'intérêt du coronographe de Lyot lorsqu'il s'agit d'étudier des objets diffus étendus comme les disques de gaz ou de poussière (**Augereau et al. 1999** [12], **Mouillet et al. 2001** [86]). La faible sensibilité de cette technique aux erreurs de centrage (*tip-tilt*) en font un outil intéressant pour la coronographie au sol (**Boccaletti**, en préparation).

## 3.3 Variantes de la coronographie de Lyot

Une technique originale a été développée dans le but de contrôler très précisément la taille du masque en temps réel. Le coronographe est constitué d'une goutte de mercure prise entre deux lames de verre. En exerçant une pression variable d'un côté à l'aide d'un piézo-électrique, on contrôle l'étalement de la goutte de mercure. Le diaphragme de Lyot est lui aussi réglable et permet d'atteindre la meilleure extinction possible. Cette technique a été testée avec succès (**Bourget et al. 2001** [30]) dans le cadre de l'imagerie des satellites planétaires.

De nombreuses autres variantes du coronographe de Lyot ont été étudiées et tendent à optimiser l'atténuation dans la pupille coronographique soit par apodisation du masque luimême, soit par apodisation de la pupille d'entrée du télescope (**Aime et al. 2001a** [9]). Dans ce dernier cas, un formalisme mathématique exact a pu être élaboré et qui permet de minimiser l'intensité dans le plan pupille coronographique.

Bien que le coronographe de Lyot présente quelques inconvénients qui rendent certaines observations impossibles, il n'en est pas moins le plus utilisé de nos jours, et est même envisagé pour les programmes de recherche directe d'exo-planètes. Sa simplicité de mise en oeuvre, la très longue expérience des observateurs, et l'étude quasi exhaustive des possibilités liées à cette technique en font un outil robuste et sûr qui permet l'exploration de nombreuses sources. Cependant, les ambitions des astronomes pour les années à venir, et en particulier dans le domaine de la recherche d'exo-planète font du coronographe de Lyot une technique indispensable, faute de mieux. En effet, l'apparition des nouveaux concepts de coronographie dite 'interférentielle', promettent des performances bien supérieures aux techniques d'occultation mais demandent encore d'être complètement validées. Les paragraphes qui suivent décrivent les principes de fonctionnement de ces coronographes à masque de phase, et en particulier le Coronographe Achromatique à Couteau de Phase, qui est l'objet d'une partie de mon travail de thèse.

# 3.4 La Coronographie Interférentielle

Dans les paragraphes qui suivent, j'évoquerai l'idée de coronographie dans le sens ou la technique permet une imagerie directe et instantanée de l'objet observé. Je tiens à faire la nuance avec les dispositifs de type interférométrique au sens classique du terme qui suggèrent plus un 'sondage' progressif des objets et échantillonné dans le temps. Néanmoins cette distinction est un peu abusive dans la mesure où toutes ces techniques exploitent les mêmes propriétés de cohérence des ondes lumineuses.

## 3.4.1 Principes

Déphasage de  $\pi$ Séparation d'amplitude Recombinaison

### Inchangé

Figure 3.2. Schéma de principe d'un coronographe "idéal" qui utilise la propriété de cohérence des ondes lumineuses. Les amplitudes complexes des deux ondes - étoile centrale et objet voisin - sont symboliquement représentées dans un plan image pour plus de clarté, mais le principe peut s'appliquer dans n'importe quel plan de référence.

La coronographie interférentielle utilise les propriétés de cohérence du front d'onde afin de produire une interférence la plus destructive possible pour un objet situé sur l'axe de visée. L'idée générale de ce principe peut être illustrée par la **Figure 3.2**, sur laquelle j'ai tenté de représenter le coronographe "idéal". Sur ce schéma, les amplitudes complexes associées aux deux ondes provenant d'un objet central brillant et d'un compagnon voisin faible, sont représentées dans un plan image pour plus de clarté, mais le principe peut s'appliquer dans n'importe quel plan, pourvu que l'effet recherché soit obtenu !

A ce jour, il existe plusieurs types de coronographes exploitant cette propriété et qui tentent de mettre en oeuvre cette idée a priori simple, mais comme nous allons le voir, deux difficultés apparaissent clairement : la 'chromaticité' du dispositif de déphasage, et l'action localisée de l'interférence destructive qui ne doit se produire que sur l'objet central.

En premier lieu on peut citer le Coronographe Interférentiel Achromatique (ou CIA) qui produit une recombinaison dans un montage de type interféromètre de Michelson.

### 3.4.2 Le coronographe interférentiel achromatique (CIA)

Après une séparation d'amplitude (**Figure 3.3**), on opère un déphasage achromatique de  $\pi$  dans un des bras de l'interféromètre. Ce déphasage, par passage au foyer (phénomène de Gouy), inverse le front d'onde incident de manière centro-symétrique. La seconde moitié de l'amplitude reste inchangée. Lors de la recombinaison, les deux fronts d'onde interfèrent de manière destructive pour un objet se trouvant sur l'axe. Un objet hors de l'axe, pourvu qu'il ne se trouve pas trop près de celui-ci ( $\geq 0,3 \lambda$ /D), n'est pas, ou peu affecté par le phénomène interférentiel jusqu'à une fraction de la tache de diffraction de l'instrument. En revanche, l'image de cet objet donnée par le coronographe est dédoublée, à cause de l'effet de centro-symétrisation évoqué plus haut. De plus, du fait du montage de type Michelson, chaque point de l'image ne concentre qu'un quart de l'énergie associée aux objets du champ.

Cet instrument (**Gay 1996** [52], **Baudoz 1999** [16]) recombine donc les amplitudes dans un plan pupille, et le déphasage affecte la globalité du front d'onde et surtout, de manière achromatique. Dans la pratique, ce montage reste de type 'interféromètre', et nécessite un très bon contrôle de la métrologie dans les deux bras de l'instrument. La réalisation du CIA et son faible encombrement ont permis de l'installer sur le télescope CHF à Hawaï afin de le valider sur le ciel. Bien que les résultats soient encourageants (**Baudoz et al. 2000** [17], **Figure 3.4**), le résultats ne sont pas encore suffisants pour produire des résultats astrophysiques originaux. Parmi les limitations aux performances du CIA compact, on peut notamment signaler celles liées aux détecteurs qui ne permettent pas encore de cumuler sensibilité et rapidité de lecture, tout au moins dans l'IR (pour les longueurs d'onde visibles, je renvoie le lecteurs à la partie sur les détecteurs à comptage de photon rapides, **chapitres 7 et suivants**).



### Inchangé

Figure 3.3. Schéma de principe du Coronographe Interférentiel Achromatique (CIA). Les amplitudes complexes des deux ondes - étoile centrale et objet voisin - sont symboliquement représentées dans un plan image pour plus de clarté. Après séparation d'amplitude dans les deux bras de l'interféromètre, la moitié des amplitudes complexes associées aux ondes incidentes est déphasée de  $\pi$  par un passage au foyer (phénomène de Gouy), qui provoque également la symétrisation de l'image. Les amplitudes complexes recombinées associées à l'étoile centrale interfèrent de manière destructive, alors que celles liées au compagnon voisin ne subissent quasiment pas le phénomène destuctif.



Figure 3.4. Image de l'étoile binaire HD213310 (5 Lac) en bande K obtenue avec le CIA sur le télescope de 1,5 m de l'OHP. La séparation des composantes est de 0,11 arcsec et leur écart de magnitude est  $\Delta K = 3,5 \pm 0,5$ .

Le problème de la symétrie dans l'image finale peut être partiellement résolu en utilisant un plan image intermédiaire dans un des bras de du CIA, et dans lequel on place un masque d'amplitude qui ne transmet que la partie centrale de la tache de diffraction. Néanmoins, on fait réapparaître le problème du chromatisme, et on se retrouve dans le même cas de figure que pour les coronographes en plan image du point de vue des performances. Le compromis semble bien difficile puisque chaque solution à un problème en fait apparaître un autre, et une dégradation des performances. Cependant, le CIA est à ce jour le seul coronographe exploitant une technique interférentielle qui a donné des résultats significatifs sur le ciel en atteignant des extinctions de l'ordre de 25 (**Baudoz 2000** [17]).

## 3.4.3 Coronographie à masque de phase en plan image

D'autres techniques basées sur le contraste de phase (**Zernike 1934** [127], **Zernike 1953** [128], **Burch 1934** [34], **Texereau 1957** [115]) exploitent également la propriété de cohérence du front d'onde, mais cette fois-ci dans le plan image. Cette méthode, bien que connue depuis assez longtemps , est utilisée pour la première fois en coronographie par François Roddier en 1997 (**Roddier & Roddier 1997** [109]). Il met au point le coronographe à masque de phase dont le principe, illustré sur la **Figure 3.5**, consiste à déphaser de  $\pi$  une partie du lobe central de la figure de diffraction de l'instrument.



Figure 3.5. Schéma de principe du coronographe à masque de phase de Roddier. (a) Amplitudes complexes associées respectivement à l'onde de l'étole sur l'axe de visée (trait plein), et à un objet voisin (tirets). L'amplitude de l'onde associée à l'étoile centrale est déphasée de π en son coeur (0.54 λ/D). (b) Distributions d'intensité dans le plan pupille conjugué où apparaît l'effet du déphasage provoqué en (a) (en trait plein pour l'étoile sur l'axe, et en tirets pour l'objet voisin). (c) Représentation 2D de la distribution d'intensité dans la pupille pour l'objet ayant subit le déphasage.

En formant l'image de la pupille conjuguée, on constate que l'intensité de l'objet sur l'axe est très fortement atténué (**Figure 3.5c**) sur le support de la pupille. Il reste alors à placer un diaphragme de Lyot dans ce plan pupille puis de former l'image coronographique. Dans le cas parfait, l'extinction monochromatique du masque de phase atteint environ 1000, mais en théorie, les performances de ce dispositif permettent d'obtenir des extinctions arbitrairement élevées, en jouant sur l'équilibrage des flux des parties déphasées et non déphasées (**Roddier & Roddier 1997** [109]) et en apodisant l'amplitude sur la pupille d'entrée. Ces solutions peuvent

être envisagées lorsque le flux n'est pas une limitation ultime au signal à bruit, mais ne sont pas vraiment intéressantes si on doit sacrifier le flux aux performances d'extinction. Dans ce cas, il faut donc trouver le bon compromis performance/perte de flux. Le principal avantage de cette technique est qu'elle permet d'être efficace assez proche de l'axe ( $\sim 1/2 r_{Airy}$ ), mais les difficultés techniques de réalisation d'un masque de très petite taille (de l'ordre de  $\sim 0.5 \lambda$ /D) n'ont pas donné de résultats scientifiquement exploitables. De plus, la réalisation technique d'un masque de phase doit faire face au problème du chromatisme, à la fois pour le déphasage de  $\pi$  et pour la taille du masque dont les dimensions sont linéairement dépendantes de la longueur d'onde. Plusieurs concepts dérivés sont néanmoins envisageables avec, par exemple un montage 'imageur' à multiples bandes spectrales, où l'adaptation déphasage/taille du masque est réalisée pour chaque longueur d'onde. L'achromatisation d'un masque de phase de Roddier peut également être envisagée grâce aux techniques multicouches avec techniques holographiques.

Les tests en laboratoire du coronographe à masque de phase ont été effectués en 1999 (**Guyon, Roddier et al. 1999** [56]) mais les faibles performances d'extinction ( $\sim$  20 fois) n'ont pour l'instant pas donné suite à de nouvelles réalisations.

# **Chapitre 4**

# Le Coronographe à Couteau de Phase : Théorie

# 4.1 Terminologie

Avant de décrire les aspects de ce coronographe, il convient de bien définir les termes relatifs à la coronographie. Ainsi j'utiliserai les définitions suivantes :

- Taux de Réjection : rapport entre la quantité d'énergie transmise sans et avec coronographe.
- Taux d'Extinction, ou Pouvoir d'Extinction : rapport des maxima d'intensité avec et sans coronographe.
- Facteur d'Atténuation : maximum d'intensité normalisé au maximum d'intensité sans coronographe, qui peut également être défini comme l'inverse de l'extinction.

Je précise bien que "sans coronographe" signifie "sans action du masque coronographique", en sous-entendant que tout le train optique en aval reste identique (diaphragme de Lyot y compris). Je montrerai par la suite que dans certains cas, y compris celui du coronographe à couteau de phase, il peut y avoir une très grande différence entre ces valeurs et que la réjection ne constitue pas forcément la meilleur quantification des performances d'un coronographe.

# 4.2 Principe physique

Le coronographe à couteau de phase est né dans le contexte de ma participation au projet NEF (voir **chapitre 2**). Lors des réunions que nous avons tenues avec l'équipe d'Antoine Labeyrie à l'Observatoire de Haute Provence en 1999, était apparu le problème de la réalisation d'un masque de phase polychromatique de type Roddier, dont la difficulté résidait essentiellement dans les dimensions de la partie déphasante du masque qui doit être de l'ordre de celle

de la figure de diffraction, et de surcroît, parfaitement symétrique.

Pour résoudre cette difficulté technique, je suis parti du principe que les coronographes interférentiels (CIA ou Masque de Phase) font interférer les deux moitiés de l'onde incidente, avec, en première approximation, une répartition d'énergie égale pour ces deux moitiés (dont une est déphasée de  $\pi$ ). Une première idée est alors apparue : pourquoi ne pas déphaser de  $\pi$  la moitié de l'onde dans le plan image? Cela présente l'avantage de ne pas présenter de dépendance géométrique par rapport au déphasage. Pour l'anecdote, c'est lors du retour d'une réunion à l'OHP, et sur un parking tard dans la nuit que Farrokh Vakili et moi-même avons simulé numériquement ce cas. Le résultat est illustré sur la **Figure 4.1**, où j'ai représenté la partie réelle de l'amplitude complexe associée à l'onde dans le plan image, et la distribution d'intensité résultante dans un plan pupille conjugué (le passage de l'un à l'autre pouvant être obtenu par transformée de Fourier).



Figure 4.1. (a) Pupille d'entrée, (b) représentation de l'amplitude complexe de l'onde dans le plan image déphasée de π selon un axe, (c) distribution d'intensité dans le plan pupille conjugué et (d) image coronographique finale (plan image), après avoir appliqué un diaphragme de Lyot dans la pupille figurée en (c). L'extinction n'est ici que de l'ordre de 10.

Lorsqu'on place un diaphragme de Lyot dans le plan pupille (**Figure 4.1c**) et qu'on forme l'image finale, on met en évidence l'effet destructif de l'interférence au centre de l'image selon l'axe du déphasage initial (**Figure 4.1d**). Cependant, le rapport d'intensité "pic-à-pic" par rapport à la tache de diffraction sans coronographe n'est que de l'ordre de 10.

Dans ces circonstances, on peut penser qu'une succession de masques de phase linéaires (que j'appellerai "**couteaux de phase**" par la suite) ne peuvent pas produire d'extinction plus élevée qu'un facteur 10 à chaque fois. Il n'en est rien car tout dépend de la disposition des couteaux de phases les uns par rapport aux autres. Une fois le premier déphasage effectué, on s'aperçoit qu'en plaçant un second couteau de phase avec une orientation perpendiculaire à celui de l'image de la **Figure 4.1b**, la distribution d'intensité dans la pupille conjuguée fait apparaître un effet d'interférence extrêmement destructif exactement sur le support de cette pupille. Quasiment toute l'énergie est concentrée dans les coins d'un carré circonscrit à la forme de la pupille (**Figure 4.2b**).



Figure 4.2. (a) Représentation de la partie réelle de l'amplitude complexe dans le second plan image qui illustre la manière dont l'onde est déphasée. (b) Distribution d'intensité dans le plan pupille conjugué. (c) Image finale donnée par le coronographe après avoir placé un diaphragme de Lyot en (b) (les dimensions de ces trois figures sont arbitraires)

# 4.3 Réjection & extinction

Afin d'évaluer les performances d'un coronographe, on pense souvent à un critère d'efficacité énergétique qui est le taux de réjection. Mais la problématique de l'imagerie à haute dynamique et en particulier de la coronographie met l'accent sur la notion de contraste local, c'est-à-dire sur la manière dont l'énergie résiduelle transmise se répartit dans le plan de l'image. Ceci est particulièrement vrai pour les tous coronographes qui modifient sensiblement la forme de la fonction d'étalement de point, comme le PKC (ou encore le coronographe à quatre quadrants), ou le coronographe de Lyot. Par exemple, on voit (**Figure 4.2c**) comment le PKC "éclate" la figure de diffraction en 4 lobes d'égale intensité : dans ce cas, le taux d'extinction est environ 4 fois plus élevé que le taux de réjection. Cet écart peut être encore plus élevé pour d'autres configurations particulières au PKC, où l'on réussit à confiner l'énergie résiduelle tout autour des limites du champ. Donc dans ces cas particuliers, le taux de réjection n'est pas une indication pertinente, aussi est-il préférable de parler d'extinction locale, ou de facteur d'atténuation (se référer aux définitions en début de chapitre). Cet aspect se retrouve dans la technique du "Dark Hole" où l'on cherche à augmenter localement le contraste entre le fond de diffusion résiduel et un éventuel pic d'intensité (Cf. La technique "Dark Hole" au **§2.4.1**).

# 4.4 Approche formelle et modèle numérique

### 4.4.1 Cas parfait monochromatique

Pour cette partie, je renvoie le lecteur à la publication "*The Achromatic Phase Knife Coronagraph*" à la fin de ce chapitre, **page page 49**. Je vais d'abord présenter le principe de fonctionnement du PKC en utilisant un formalisme mathématique dans un espace uni-dimensionnel, ce qui donne une idée du phénomène en 2 dimensions. L'amplitude complexe de l'onde peut être représentée comme une fonction "porte". Cette fonction correspond au support de la pupille d'entrée du système optique (télescope). L'amplitude complexe associée à l'onde plane incidente ne présente aucun défaut de phase. Par conséquent, l'amplitude complexe au foyer de l'instrument est représentée dans ce cas comme un sinus cardinal (et une tache d'Airy en 2D).

Le déphasage de  $\pi$  en un point donné correspond à prendre son opposé (à la fois pour la partie réelle et pour la partie imaginaire). Dans le cas du PKC, l'amplitude complexe dans le plan image est représenté sur la **Figure 4.1b** : le déphasage s'opère sur la moitié de l'onde.

Dans le cas où le champ disponible dans ce plan image est infini, alors lorsqu'on reforme l'image de la pupille conjuguée, on obtient la distribution d'intensité représentée sur la **Figure 4.2b**.

Elle résulte mathématiquement de la convolution de l'image de la pupille d'entrée (la fonction porte) par la transformée de Fourier de la fonction "Masque de Phase". Cette dernière n'est autre que la fonction de Heaviside, dont la transformée de Fourier est la fonction i/u. Le résultat de ce produit de convolution est la fonction TFPKC (u) = Log( (u-a) / (u+a) ), où **a** est le rayon de la pupille. On est en présence d'une singularité aux bords de la pupille.

J'ai mentionné précédemment que ces calculs s'appliquent dans le cas où le champ disponible dans le plan image est infini. Si on restreint ce champ, alors on doit prendre en compte une convolution supplémentaire dans le plan pupille conjugué par un sinus cardinal (toujours dans le cas 1D). Dans ce cas, la transformée de Fourier **TFPKC** de la lame de phase 1D s'écrit sous la forme, cos (a·u)/u - 1/u.

Le passage à l'écriture mathématique de ces relations en deux dimensions est plus compliqué, et je ne donne ici que des résultats numériques. Néanmoins, je dois citer ici Jean Gay (voir l'**article page page 77**) qui a su habilement résoudre le problème en 2 dimensions et pour le cas où le champ au foyer est infini. Le résultat, assez surprenant, indique que l'intensité à l'intérieur du support de la pupille est parfaitement nulle(!). Ce cas limite, malheureusement physiquement irréalisable explique que les résidus qui limitent les performances du coronographe sont dus à des effets de la diffraction.

J'ai, de mon côté, calculé l'expression formelle de la transformée de Fourier de la combinaison des deux lames de phase croisées à 90 degrés l'une de l'autre (**voir article page page 49**), qui m'a servi plus tard à vérifier que la convolution de cette fonction par la pupille d'entrée donnait effectivement la distribution d'intensité dans le plan pupille "coronographique".

### 4.4.2 Cas polychromatique

Plusieurs approches ont été envisagées pour la version "bande large" du PKC. Dans un premier temps, il est apparu naturel de disperser l'image de la tache de diffraction polychromatique selon les directions respectives des couteaux de phase, et d'adapter le déphasage local à une longueur d'onde du spectre ainsi formé. Cela revient à fabriquer des couteaux de phase de forme prismatique (**Figure 4.3**).



Figure 4.3. Couteau de phase prismatique. Idéalement, la pente de la partie en prisme doit suivre la loi de dispersion utilisée.

Malgré le fait que le déphasage soit exactement de  $\pi$  à un endroit du couteau de phase et pour une longueur d'onde donnés, il n'en reste pas moins que plus on s'éloigne de ce point, plus le déphasage s'écarte de  $\pi$ . Néanmoins, je montre (**Abe et al. 2001** [4]) que l'influence de la géométrie des couteaux de phase est négligeable tant que la pente (en terme de gradient de phase) rapportée à la taille caractéristique de la tache de diffraction n'est pas trop importante. Sur la **Figure 4.4**, j'ai représenté les performances du PKC pour des lames à gradient de phase linéaire, et pour différentes valeurs du gradient de phase (0,039, 0,150 et 0,190 radians par unité de  $\lambda$ /D). Bien que ces valeurs du gradient ne soient pas très "parlantes", l'exemple de la figure correspond à un cas où la longueur d'onde est 700 ± 100 nm. Ces valeurs de pentes peuvent être interprétées, pour une bande passante spectrale donnée, comme la longueur L du spectre (extensions de l'image dispersée) comparée à la dimension typique d de la figure de diffraction (par exemple la taille équivalente à  $\lambda$ /D pour la longueur d'onde centrale). On est ainsi plus proche de l'aspect pratique pour la réalisation de ces lames. Pour les cas montrés en exemple, la dégradation intervient pour L/d > 10.

Cette méthode implique qu'après chaque dispersion, l'image soit re-concentrée pour être ensuite dispersée à nouveau dans la direction perpendiculaire comme le montre la **Figure 4.5**. Cette idée a été formulée dans l'article en fin de chapitre. Elle pose le problème du nombre d'éléments dispersifs nécessaire qui affecte la transmission globale ou l'efficacité du coronographe : que ce soient des réseaux, où une partie de l'énergie risque d'être perdue, ou alors des prismes pour lesquels les rétro-reflections peuvent devenir critiques aux niveau d'atténuation recherché et doivent faire l'objet d'une étude approfondie.



Figure 4.4. Effet du chromatisme sur la performance du PKC pour différents paramètres géométriques des couteaux de phase. Le trait continu représente le profil d'une tache d'Airy. Les courbes en pointillés et tirets correspondent à des pentes différentes de couteaux de phase de forme prismatique.



Figure 4.5. Schéma de principe du PKC dans sa version achromatique : l'image dispersée est utilisée conjointement avec un couteau de forme prismatique (Figure 4.3) dans deux plan successifs. Une optique intermédiaire est nécessaire pour reformer l'image polychromatique avant la dispersion dans la direction perpendiculaire.

## 4.4.3 Réalisation d'un composant PKC achromatique

Une autre approche consiste à réaliser des couteaux de phase achromatiques par transmission. Ils résultent d'un empilement de couches de matériaux d'indices de réfraction différents. De cette manière on peut réaliser des couteaux de phase achromatiques sur plusieurs centaines de nanomètres de bande spectrale. Un exemplaire de ce type de masque a été calculé par **Jean Gay** (OCA) et réalisé par **Gérard Greiss** de la société SEOP. La combinaison de lames de verre en BAF52 et BAF4 de 99  $\mu$ m accolées deux à deux, croisées et superposées, conduit à un masque déphaseur équivalent à un masque à 4 quadrants (voir le **§4.7**). Il permet théoriquement d'atteindre des extinction de quelques milliers sur environ 200 nm de bande passante (de 450 à 650 nm). Il présente en outre deux longueurs d'onde "optimisées" pour lesquelles le déphasage devrait être quasi-parfait. L'originalité de ce montage réside dans le fait qu'il n'est plus nécessaire de réaliser indépendamment les 4 quadrants déphaseurs, puisque le croisement de deux paires de lames résout cette difficulté technique (et de fait, réduit son coût de fabrication).

# 4.5 Performances en présence d'araignées et d'une obstruction centrale

La présence d'une obstruction centrale est extrêmement néfaste pour le coronographe PKC, de même que pour les autres coronographes à masque (Lyot, Roddier). L'effet de l'obstruction seule est représenté sur la **Figure 4.6** et au premier ordre, **l'énergie qu'elle ré-injecte dans la pupille coronographique est proportionnelle au rapport de la surface de la pupille à celle de l'obstruction. On voit en effet que l'intensité lumineuse maximale au centre de la pupille (i.e. autour de l'obstruction) est la même que celle à l'extérieur du support de la pupille. La présence des araignées du télescope dégrade du même ordre de grandeur l'extinction coronographique. Il semble ne pas exister de symétrie particulière dans la disposition des araignées qui favorisent l'extinction coronographique.** 

Il est clair qu'un télescope doté d'une obstruction centrale, ou de tout autre élément qui contribue à introduire des défauts d'amplitude dans la pupille pleine, va contribuer à dégrader le pouvoir d'extinction du PKC, d'autant plus que les résidus de réjection se "répandent" sur une grande surface. Cela nécessite d'optimiser la forme du diaphragme de Lyot.

La solution consisterait à utiliser un télescope hors-axe, c'est-à-dire une portion de paraboloïde désaxée comme miroir primaire. Ainsi, on peut disposer d'une pupille parfaitement pleine, idéale pour les coronographes à masque. Des études relatives à la conception ce genre de télescopes, notamment pour le télescope de 4 m SOAR (*Southern Observatory for Astronomical Research*), sont arrivées à la conclusion qu'aujourd'hui, le coût de fabrication pourrait être similaire à celui d'un télescope classique du même diamètre (*Kuhn & Hawley 1999* [65]).



*Figure 4.6. Effet d'une obstruction centrale (sans araignées). On voit que l'obstruction injecte de l'énergie exactement de la même manière que la pupille pleine sans obstruction (voir le texte pour plus de détails). Ici, D<sub>obstruction</sub> = 0,25 D<sub>pupille</sub>.* 

# 4.6 Article paru dans Astronomy & Astrophysics

Cet article (**Abe et al. 2001a** [4]) paru en 2001 fait état des aspects théoriques de ce coronographe, et de l'originalité de son implantation instrumentale qui m'a permis de réaliser un prototype de laboratoire, lequel est présenté dans les chapitres suivants (**chapitre 5**).

Astronomy Astrophysics

# The achromatic phase knife coronagraph

L. Abe<sup>1</sup>, F. Vakili<sup>1</sup>, and A. Boccaletti<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, Département Fresnel, CNRS UMR 6528, 06460 Saint Vallier de Thiey, France

 $^2\,$ Collège de France, 11 place Marcelin Berthelot, 75005 Paris, France

Received 20 November 2000 / Accepted 11 April 2001

**Abstract.** We present the concept of a nulling coronagraph which theoretically attains the brightness ratio of  $10^8$  suitable to directly detect exo-Earths in the vicinity of their parent stars. The concept is derived from the classical Foucault's optics test and Zernike's self-destructive phase contrast principle. We propose an achromatic set-up which should dramatically improve its wide band efficiency. The whole system is simulated against a numerical model which validates a formal analytical approach. The coronagraph is then compared to other concepts and its advantages and shortcomings are outlined, suggesting future laboratory developments and tests on the sky.

Key words. techniques: interferometric – stars: binaries: close – stars: planetary systems

### 1. Introduction

The amazing growth of exo-planetary detection since the discovery of 51 Peg B (Mayor & Queloz 1995) has triggered considerable efforts for finding new methods to record the direct signal of exo-Earths shrouded by the scattered light of their parent star due to telescope optics (Marcy et al. 2000). Indeed the huge contrast ratio of  $10^9$  to  $10^6$  (in V and N bands respectively) between a G-star and its orbiting exo-Earth, demands enormous dynamic range imaging possibilities that only nulling techniques, whether interferometric or coronagraphic, could attain. Unlike Lyot's mask, nulling coronagraphs offer both the angular resolution, a few tens of milli-arc-seconds (mas), and the required dynamic range to hunt exo-Earths around a statistically meaningful sample of nearby G-type stars. Pending Bracewell interferometers, e.g. Darwin (Leger et al. 1996) or TPF (Beichman et al. 1999) a large optical telescope, e.g. NGST (Mather 1997), with an embarked coronagraph seems the most likely instrument to collect photons of an exo-planet within 2010–2015 horizon. Following the original concept Gay's Achromatic Interferometric Coronagraph, AIC hereafter (Gay & Rabbia 1996), other designs have been proposed (Roddier & Roddier 1997) and (Rouan et al. 2000) which, unlike AIC, present inherent chromaticity limiting their net nulling efficiency over a wide spectral band.

Following our earlier work on the NGST Exo-planet Finder (Boccaletti et al. 2000), we propose hereafter a coronagraphic design which overcomes the chromatism problem of common coronagraphs, i.e. both the retardation and size of the phase mask. In the next section we outline the general theory of our coronagraph. Section 3 gives a generic optical set-up to overcome the chromatism problem. In Sect. 4 the conceptual design is validated by a number of numerical experiments. Finally we compare the theoretical efficiency of our coronagraph and discuss its limitations and sensitivity to various optical and operational parameters. A mathematical description of the concept is also given in the Appendix.

### 2. Conceptual design

Our coronagraph is based on Zernike's self-destructive interference concept of phase contrast (Zernike, Nobel Prize 1953) also used by Roddier (Roddier & Roddier 1997) for their Phase Mask coronagraph (PM hereafter) and Rouan (Rouan et al. 2000) for the Four Quadrant Phase Mask (FQ-PM). PM splits the amplitude of the image plane into two parts: a core region with a  $0.54\lambda/D$  diameter shifted by  $\pi$  against the rest of the image. The image is assumed an ideal Airy pattern resulting from the diffraction of a completely flat wavefront across a circular pupil. The destructive interference in the conjugate pupil plane between the two half-amplitudes with opposite signs rejects most of the energy off the pupil area. Applying an apodising mask on this pupil, about 0.8 of its geometrical size, results in a 100 times darker Airy disc in the immediately following image plane. Since the  $\pi$ -shift and the Airv disc size both depend on  $\lambda$ , PM's efficiency rapidly degrades when changing the wavelength (Guyon et al. 1999). The FQ-PM is not sensitive to the geometric size of the Airy pattern, but still has a chromatic retardation dependance.

Send offprint requests to: L. Abe,

e-mail: Lyu.Abe@obs-azur.fr

52

#### L. Abe et al.: The achromatic phase knife coronagraph





**Fig. 1.** Pupil intensity with perfect wavefront and its corresponding Airy pattern (*top left and right*). Intensity distribution after the Phase Knife Coronagraph has been applied (*bottom-left*): the two thin crescents encircle the pupil area perpendicular to the Knife-Edge direction. "Butterfly shape" of the point spread function of a system where half the amplitude is  $\pi$ -shifted in the image plane (*bottom-right*), and where a Lyot stop has been applied in the conjugate pupil plane of (c).

A solution for the PM chromaticity problem was originally suggested by Labeyrie (Labeyrie et al. 1999) and can also be applied to FQ-PM (Riaud et al. submitted).

For the present concept, we borrow the principle of Foucault's optics test by replacing the knife-edge by a  $\pi$ -shifted retarding screen (or mirror), hence the name of Phase-Knife Coronagraph (PKC hereafter). When the phase knife-edge crosses exactly the center of the Airy disc the maximum of a destructive interference occurs in the conjugate pupil image which presents two bright crescents symmetrical to the knife edge direction, as amateur mirror-polishers often observe when performing Foucault's test (Fig. 1, bottom-left). Now if we apply a circular apodizing mask on this pupil, occulting its two lateral bright crescents, we will obtain a pseudo-Airy pattern with a strong cone-like transversal extinction area (Fig. 1, bottom-right). Compared to the original input Airy pattern the intensity distribution undergoes here a noticeable nulling parallel to the phase-knife edge, but is rather ineffective in the perpendicular direction. Note that in this concept the geometrical dependence of the phase-mask is naturally eliminated. However if the image of the exoplanet happened to exactly fall along the phase-knife edge its pseudo-Airy pattern would also vanish, exactly like its parent star. Now if we apply the same operation of the phase-knife edge a second time on the output pseudo-Airy pattern in the direction perpendicular to the first phase-

Fig. 2. Generic 3D optical scheme of the PKC. I1 is the input Airy pattern, DY is a direct vision dispersing prism in the Y direction, I2 corresponds to the first chromatic phaseknife parallel to Y. RY is a second direct-vision prism rotated by 180 degrees with respect to DY which superimposes the dispersed phase-knived airy patterns after DY. The following DX and RX operate exactly the same as DY and RY but orthogonal to them. The final coronagraphic pseudo-Airy pattern is depicted in Fig. 3 bottom-right.

knife we obtain an extremely efficient nulling effect since the two perpendicular phase-knives cancel their mutual limb-brightening effect across the conjugate pupil. In this respect the nulling effect of the PKC is equivalent to the FQ-PM coronagraph (Rouan et al. 2000). However, as it will become clear in the next section, our approach offers a straightforward solution with off-the-shelf optical components to the problem of achromaticity and wide band operation of nulling coronagraphs.

### 3. The achromatic PKC

Wide band operation is crucial for any nulling interferometer or coronagraph. In this respect the AIC coronagraph (Gay & Rabbia 1996) is the most efficient concept with the potential bonus of detecting a companion as close as its parent star's first Airy ring. AIC has two major shortcomings however: it rejects half of the incoming light (due to the beam-splitter) and its coronagraphic image becomes symmetrical (true orientations are lost). On the other hand Roddier & Roddier's PM depends both in retardation and size on the wavelength. It conserves the absolute orientation of the image and is more efficient in terms of collected photons from the planet since it needs a less agressive Lyot pupil diaphragm. Finally the FQ-PM (Rouan et al. 2000) overcomes the geometrical problem of Roddier's phase mask but does not give a straightforward

L. Abe et al.: The achromatic phase knife coronagraph



Fig. 3. Different steps of the phase-knife screen effect: (top-left) polychromatic Airy pattern (bandwidth: 400–800 nm) (corresponding to step I1 in Fig. 2), (top-middle) dispersed Airy disc, (top-right) the polychromatic phase-knife where the optical retardation follows the dispersion law (step I2), (bottom-left) an intermediate image plane where the Airy discs are de-dispersed (step I3), (bottom-middle) the polychromatic phase-knife applied in the perpendicular direction (step I4), (bottom-right) the polychromatic mutually phase-knived pseudo-Airy disc.

solution to the wavelength dependance of this phase. For the PKC, since light-cancellation is obtained in two orthogonal steps with respect to X-Y directions, each step can be used to disperse the image and apply a wavelengthdependant phase retardation.

This is schematically represented in Fig. 2 where a direct vision prism (DVP hereafter) is used to disperse the input image I1 along the Y axis. Here the phase retardation is produced by putting a glass plate with constant thickness on one half of the dispersed image and a thickness variable plate on the other half of the image. For the latter, the thickness follows the dispersion law (for a prism it would vary as  $\lambda^{-2}$  for instance). Its gradient remains negligible along the dispersion direction, i.e. a few hundreds of nanometers for a wide band PKC, avoiding any tilt between the monochromatic wavefronts (see Sect. 5.3).

A second DVP flipped by  $180^{\circ}$  around the propagation direction with respect to the first DVP re-folds the different phase-knived monochromatic images in I3 (Fig. 2). Then the operation is repeated in the perpendicular direction X and finally the cross-phase-knived coronagraphic image I5 undergoes an apodising Lyot mask (not represented in Fig. 2) in the pupil plane immediately following I5 which masks the limb-brightened edges of this pupil (see Fig. A.4 top right and bottom right) to obtain the optimum starlight nulling.

Note that using two succesive DVPs for dispersing and refolding monochromatic phase-knived images is motivated by our concern to concentrate the exo-planet photons on the smallest number of detector pixels to minimize read-out noise. Once detection is positive, one could optionally remove the last DVP in order to record a low dispersion spectrum of the exo-planet for its hypothetical biomarker characterization.

### 4. Numerical simulations

### 4.1. Cross dispersion effect

In order to assess the expected performance of PKC we carried out a number of numerical experiments producing the final image (detector) plane. The model makes

extensive use of 2D FFTs and direct convolution techniques whenever necessary. We worked on 2048×2048 double precision arrays to avoid round-out errors and aliasing effects. Figure 3 represents the different steps of the PKC nulling process. We took 20 "monochromatic" Airy discs scaled to their central wavelength from 400 to 800 nm by steps of 20 nm. These monochromatic Airy discs were coadded to mimic a wide band Airy pattern (Fig. 3 top left and mid). Next, the action of the first chromatic phaseknife was applied to dispersed monochromatic Airy disc amplitudes by assuming a linear shift of the Airy pattern along the dispersion direction. The phase-knived Airy amplitudes were then folded to mimic the action of the dedispering second DVP. The action of the second chromatic phase-knife stage is mimiced by repeating the first stage in the perpendicular direction. Passing from each plane to its conjugate was performed by FFT and by adjusting the center of the diffraction patterns so as to avoid any numerical phase-artifact. Note that the Lyot stop was only applied before forming the last image by applying a diaphragm 0.9D, D being the diameter of the geometrical pupil. The final coronagraphic image is shown in Fig. 3 (bottom right). We note the cross-shaped blindzone of PKC where the daugther planet PSF is affected by an intensity loss factor of about 10 (see discussion below). In order to assess the final dynamic range that one could attain with a "perfect" PKC we averaged the radial profile of the intensity in the final plane. Figure 4 depicts this profile where one can notice that even at the distance of the first Airy ring the expected contrast attains  $10^6$ . This value increases up to  $10^8$  at the 5th Airy ring, the magic number of exo-Earth detection limit in the visible.

#### 4.2. Ground-based observation simulation

As pointed out in Sect. 5, phase defects of the wavefront produced by atmospheric seeing and figuring errors of the primary mirror is a major problem for detecting faint companions. Current AO are actually unable to smooth in real time the wavefront down to the desired level of exo-planet detection.

We have carried out a numerical simulation to assess the real performance of PKC under atmospheric seeing. We generated a thousand short exposures considering an 8 m circular pupil including central obscuration and spiders. Compensating the wavefront turbulence with a high order AO, we obtained an average Strehl ratio of about 70%. This is typically the best performance expected for the VLT telescope using NAOS (Rousset et al. 1998). Then, we computed the coronagraphic image for each short exposure as described in Sect. 4. Finally, photon noise and readout noise were added to each frame. The long exposure image is obtained by directly co-adding the short exposures. Such an image is shown in Fig. 5. Companions as faint as  $\Delta m = 9$  located at the third diffraction ring, around the star, become detectable.



Fig. 4. Radially averaged profile of a polychromatic Airy pattern (solid line) obtained across a spectral bandwidth of 400 nm in the perfect wavefront case. The dotted line corresponds to the achromatic PKC. The maximum cancellation attains  $10^7$ to  $10^9$  in a large field of view at a distance of  $20\lambda/D$  from the center of the field.



Fig. 5. Numerical simulation of PKC on an 8 m ground-based telescope equipped with adaptive optics. Atmospheric seeing and high-order compensation (Strehl ratio  $\simeq 70\%$ ) are generated with 1000 independant phase maps to provide distorted Airy patterns. Faint companions have been added to short exposures with magnitude differences of 7, 8 and 9 (marked by arrows clockwise from bottom-right to top-left), with respect to the un-masked star. The image total integration time is 60 s. Photon and read-out noise ( $38 e^-$ /pixel/frame) are added to the frames. Companions as faint as  $\Delta m = 9$  are directly imaged with standard integration of short frames.



Fig. 6. The evolution of the brightness at the second diffraction ring of the coronagraphic PSF for increasing tilt errors, expressed as a fraction of the Airy radius.

### 5. Discussion

For possible applications of the PKC to the real case of space-borne telescopes it is interesting to evaluate its sensitivity to different manufacturing and operating parameters. Hereafter we limit ourselves to a few of them (startracking, residual chromatism and the inherent blind zones in PKC's accessible field of view). The effects of light scattering due to the primary mirror bumpiness and the possible angular resolution of the on-axis parent star itself will be assessed in a more detailed study in the future. The following sections describe common problems of PKC and FQ-PM (Rouan et al. 2000), the former being presented as a straightforward solution to the chromatism problem of this kind of phase mask coronagraphs.

### 5.1. Global efficiency vs. centering

Considering an ideal Airy pattern, the residual halo of the coronagraphic PSF is reduced by  $10^6$  at the distance of the first Airy ring for a perfectly on-axis star. Tip-tilt errors represent the most degrading effects for using any coronagraphic instrument. They were simulated numerically for the PKC. The plot in Fig. 6 shows that decentering the star by 1/10th of  $\lambda/D$  off-axis already drops the nulling effect to  $2 \times 10^4$  for the second diffraction ring  $(2.5\lambda/D)$ . Indeed space-borne telescopes like the NGST will be affected by much slower tip-tilt drifts, therefore meeting the severe condition given above. For other wavefront phase residuals, PKC is obviously less sensitive to centro-symmetrical aberrations.

### 5.2. Detectability field

As explained earlier, the PKC presents four inherently pseudo-blind areas along the two orthogonal directions, corresponding to the relative orientation of the two phase knives. We numerically assessed the nulling efficiency near these critical areas by computing the energy transmission for an object located on the "blind axis" and gradually de-



Fig. 7. Blind areas of PKC. Curve depicting the PKC effect for an object located on and near the dark axis: a 90 percent energy transmission is achieved over a 1.4 Airy radius distance perpendicularly to the axis.

viating from it. The effect, normalized on an undisturbed planet brightness is plotted in Fig. 7 where the loss is given in percentage versus shift, expressed in units of Airy radii. It exceeds 0.5 at a distance of 0.4 Airy radius. A 90% energy transmission is achieved over 1.4 unit distance. Note that on these two orthogonal axes the transmission is not zero, and some 10% intensity still pass through.

### 5.3. Residual chromatism

In sect. 3 we outlined the generic dispersing-refolding optical set-up to solve the problem of chromatism. After the dispersing step, the prismatic-shape of the phase knife must exactly match the dispersion law since a  $\pi$ - retardation is only valid for a given wavelength. Indeed the higher the dispersion, the smoother the slope of the prismatic phase-knife given the min/max  $\pi$ -retardations correctly match bandwidth boundaries, even though local deviations from the ideal  $\pi$ -retardation may occur. We simulated these aspects by introducing slight local variations following different slopes (linear). The influence of the slope is parametrized by a  $\kappa$  factor taken as the ratio of the mean Airy size to the total spectrum extent (e.g. the central monochromatic Airy disc of Fig. 3, top-middle, to the extent of the horizontal spectrum). We considered three situations where the total bandwidth  $\Delta \lambda = 200 \text{ nm}$ (from 600 to 800 nm), and  $\kappa = 20.5$  and 4 represented by the dotted, dash-dotted and short dashed curves of Fig. 8. In this figure the long dashed curve corresponds to a case without local phase variation, and the continuous line is the reference Airy profile without coronagraph. As a result one can see that in order to attain good nulling performances a dispersion over PSF ratio of 10 is sufficient which should easily be achieved with ordinary DVP or diffraction gratings. Note that the nulling performances of Fig. 8

L. Abe et al.: The achromatic phase knife coronagraph



**Fig. 8.** Loss of nulling due to chromatism. PSF profiles for different local phase variations due to phase knives chromatic efficiency. From bottom to top, (long dashed) without phase variation ( $\kappa = 0$ ), (dotted)  $\kappa = 20$ , (dash dotted)  $\kappa = 5$ , (short dashed)  $\kappa = 4$  and the reference PSF pattern without coronagraph (continuous).

differ from those previously presented (Fig. 4) and is only due to the use of smaller numerical arrays  $(1024 \times 1024)$ .

### 6. Conclusion

In this paper we described the principles of a nulling coronagraph which operates in an image plane and offers achromatic properties both in terms of image geometry and phase shift. The achromatisation is obtained using common optical components and the actual manufacturing should not be difficult. We showed from numerical experiments that in the ideal case of an aberration-free telescope PKC directly attains the required  $10^9$  to  $10^6$ nulling effect in the visible and IR wavelengths for direct detection of exo-planet photons. One of the major shortcoming of PKC is its partial blind cross-shaped areas, roughly two stripes  $\lambda/D$  wide, parallel to the 2 successive phase- knives. If the exo-planet's image falls exactly along one of these stripes its Airy pattern is broken in two petals and attenuated by a factor of ten in intensity (see Fig. 1, bottom-right) which means these areas are semiblind. This can be overcome provided the telescope can rotate around its optical axis, by say 45° for instance, and subtracting the two long exposures at each rotation angle with the extra bonus of subtracting the background noise. On the other hand the linear scheme of consecutive direct vision prisms and their relay optics for making PKC achromatic appears at first very sensitive to scattered light through the optical train. A workable PKC will operate off-axis with folded optics and baffling at intermediate image planes where care must be taken for extremely efficient coatings. Residual ghost images and scattered light will inevitably add an incoherent halo on the final coronagraphic image and limit the detectable faint planet within any reasonable integration time. A precise optical design involving ray-tracing calculations and post-processing of the collected data will be discussed in a next paper, including laboratory tests.

Another point which has not been discussed in this paper is the sensitivity of the achromatic PKC to different optical aberrations, specially light scattering due to residual mirror bumpiness at different spatial scales. This makes part of an end-to-end study that we are currently undertaking. It should be noticed however that for PKC, as for the other coronagraphs (AIC, PM and FQ-PM) the most critical issue remains the tip-tilt of the wavefront. The image jitter around the intersection of the two orthogonal phase-knives can dramatically reduce the nulling efficiency of PKC. Another critical issue is the chromatic dependance of the optical retardation along the direction of the phase-knife upon which the dispersed Airy disc of the star is formed. The manufacturing of this retardation, quadratic in the case of DVPs, needs careful design and manufacturing. An alternative solution, at the expense of luminosity, is to use diffraction gratings instead of DVPs. One could also think about a folded PKC using single diffraction gratings. A laboratory bread-board could more quantitatively define the nulling performance of PKC against other coronagraphic concepts. Such experiments are most desirable since PKC, thanks to its achromaticity (versus PM and FQ-PM) and throughput (versus AIC), appears as an attractive solution for the focal instrument of hyper-telescopes using a densified pupil (Pedretti et al. 2000).

Acknowledgements. L. Abe is grateful to R. Krawczyk and Alcatel-Space Industries/Cannes for supporting his Ph.D. fellowship. This paper benefitted from discussions with A. Labeyrie, P. Assus, L. Arnold, Y. Rabbia, E. Thomas and D. Mourard. The authors are indebted to D. Mouillet for his constructive and critical refereeing of the original manuscript.

#### **Appendix A: Mathematical formalism**

In order to assess the exact intensity distribution in the different pupil/image planes, in the following we give the mathematical expression of the PKC effect on the amplitude of the diffracted light in these planes. Since the PKC has a privileged direction, namely that of its edge, from a formal point of view, the problem can be studied in one dimension.

Now, the 2D amplitude distribution of a perfect Airy pattern has the form,

$$u(r) = 2\frac{J_1(r)}{r}$$

where:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

using r, x and y as the coordinates in the image plane.
L. Abe et al.: The achromatic phase knife coronagraph



Fig. A.1. a) Amplitude profile of an Airy pattern, b) the Phase Knife function (PK) applied to the Airy pattern, c) is the Fourier transform of a) and d) the Fourier transform of b). To obtain the resulting amplitude in the conjugate pupil plane c) and d) functions have to be convolved. Graphics are drawn with arbitrary units.

When we want to  $\pi$ -shift this amplitude, a(r) is multiplied by the pk(x, y)

#### $pk(x,y) = H_x(x,y) - H_x(-x,y)$

where  $H_x(x, y)$  is the 2D Heaviside pseudo-function along the x axis. Accordingly the resulting amplitude in the conjugate pupil plane can be expressed by Fourier transforming a(r) and pk(x, y) and then convolving them. We note hereafter by small letters the amplitudes in the image plane and in capital letters those on pupil planes.

From the expression of pk(x, y) it can be easily seen that its Fourier transform will reduce to a one-dimensional distribution along the u axis (conjugate of x). Since the Airy function is centro-symmetrical and the pk function is even, the Fourier transform profiles can be written as:

$$A(u) = \prod_{\rho} (u)$$

and

$$PK(u) = -\frac{2i}{u}$$

 $\Pi_{\rho}(u)$  is the pupil function profile of width  $2\rho$ , and PK(u) is a hyperbolic function which presents a singularity at u = 0. The convolution of the two functions, noted by \* and using  $\tau$  as the variable, leads the amplitude distribution:

$$F(\tau) = A * PK(\tau) = \int \Pi_{\rho}(u) PK(\tau - u) \mathrm{d}u.$$
(A.1)

The calculation of this integral can be wisely split into three intervals. One leads to a null integral since the product of  $\Pi_{\rho}$  and PK is odd. The remaining parts can be



**Fig. A.2. a)** Amplitude profile in the pupil plane as a result of the 1-D convolution of PK(u) with A(u) and **b)** the corresponding intensity profile. It corresponds to the case depicted of Fig. 1. Notice that the curve near the pupil edges is not as deep as the 2-D convolution case (see below Fig. A.4c). Plots are given in arbitrary units.

classically calculated as the integral of a hyperbolic function, leading to a logarithmic type expression,

$$F(\tau) = \ln(\rho + \tau) - \ln(\rho - \tau).$$

We notice that  $F(\tau)$  presents two singularities on  $\rho$  and  $-\rho$ , which correspond to the edges of the pupil. This would mean that the intensity at these points is infinite which is physically incorrect. The answer is that the pk(x) distribution has finite boundaries, so we must consider a finite boundaries function, say pk(x) then,

$$pk(x) = H(x) - H_{x+d_0}(x) - H(-x) + H_{d_0}(-x)$$

where  $d_0$  is an arbitrary size given for the phase knife geometrical extent, which is large compared to the Airy disc. This function and its Fourier transform are plotted in Figs. A.1b and A.1d respectively, the latter being expressed as,

$$\tilde{PK}(u) = i\left(-\frac{2}{u} + 2\cos{(\rho u)}/u\right).$$

Note that  $\tilde{PK}(u)$  is odd and drops to zero for u = 0. The convolution between the two functions  $\Pi_{\rho}(u)$  and  $\tilde{PK}(u)$  gives the amplitude distribution in the pupil plane (Fig. A.2).

To assess the amplitude over the whole 2D pupil plane, we need to consider one-dimensional pupil profiles for each v, assuming the dimensions of the phase mask are large enough compared to the airy pattern. The convolution with  $\tilde{A}(u)$  (which is also one-dimensional) gives the same result as shown in Fig. A.2. This agrees completely with the 2D intensity distribution depicted in Fig. 1, bottom-left.

These expressions can be easily extended to the second  $\pi$ -shifting step in the orthogonal direction necessary for cross-cancelling the diffracted light in the conjugate pupil. To obtain a strong light cancellation, we have to remove the Lyot stop in the first intermediate pupil plane.

1168

L. Abe et al.: The achromatic phase knife coronagraph



Fig. A.3. 3-D representation of the equivalent quadrant phase mask. The phase goes alternatively from  $-\pi/2$  to  $+\pi/2$ .



**Fig. A.4.** Amplitude of the Fourier transform of the equivalent quadrant phase mask **a**). This function is odd in a symmetry-4. When convolving this function P(u) with the pupil function P(u), it contributes to a very low resulting intensity inside the pupil area **b**) and **c**). Top-right represents the modulus of the complex amplitude in the pupil plane. **d**) shows this modulus encircled by the pupil area. These figures were numerically computed using an exact convolution, instead of FFTs.

Indeed the physical effect of two orthogonal phase knives result in a four quadrant mask, where the phase goes alternatively from 0 and  $-\pi$  or where the amplitude is alternatively left unchanged and sign-switched (Fig. A.3). The mathematical expression of the Fourier transform of the FQ-PM has been calculated and its 2-D representation is shown in Fig. A.4 top left. One can notice that this function is also odd along two orthogonal directions. Since the 2-D mathematical extension of relation A.1 has no simple expression and would require further study, we numerically computed the convolution operation using the exact mathematical formulae for the 2-D expressions  $\Pi_{\rho}$ and  $\tilde{PK}$  functions (see Fig. A.4). It turns out to completely agrees with results from FFT based simulations.

#### References

- Beichman, A., Woolf, N. J., Lindensmith, C. A. (ed.) 1999, Terrestrial Planet Finder, JPL Publication 99-3, Pasadena Boccaletti, A., Moutou, C., Abe, L., et al. 2000, NGST Science
- and technology exposition, ASP Conf. Ser., 207, 179 Leger, A., Mariotti, J.-M., Mennesson, B., et al. 1996, Icarus,
- 123, Issue 2, 249 Gay, J., & Rabbia, Y. 1996, CR. Acad. Sci. Paris, 332, Série
- IIb, 665 Guyon, O., Roddier, C., Elon Graves, J., & Roddier, F. 1999, PASP, 111, 1321
- Labeyrie, A., Vakili, F., Boccaletti, A., et al. 1999, The NGST Coronagraphic Mode Study, NEF: NGST Exoplanet Finder, ESA Pre-Phase A Study Report

Marcy Geoffrey, W., & Buttler, P. A. 2000, PASP, 112, 137

Mayor, M., & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355

- Mather, J. 1997, The Next Generation Space Telescope, Infrared Space Interferometry: Astrophysics & the Study of Earth-Like Planets, ed. by C. Eiroa, et al. (Dordrecht Kluwer Academic), 227
- Pedretti, E., Labeyrie, A., Arnold, L., et al. 2000, A&AS, 147, 285

Riaud, Boccaletti, Rouan, et al. 2001, submitted to PASP

- Roddier, F., & Roddier, C. 1997, Publ. Soc. Pacific, 109, 815
   Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie,
   A. 2000, PASP, 122, 1479
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 1998, Proc. SPIE Vol. 3353, p. 508-516, Adaptive Optical System Technologies, ed. D. Bonaccini, & R. Tyson

# 4.7 Comparaison au coronographe à 4 quarants

Le concept du coronographe à quatre quadrants (*Four Quadrant Phase Mask Coronagraph*, FQPM en anglais (**Rouan et al. 2000** [111], **Riaud et al. 2001** [104])) est apparu a peu près au même moment que celui du PKC, et également dans un tout autre contexte (je renvoie le lecteur au début de ce chapitre).

D'un point de vue purement formel, il n'y a pas de différences notoires entre les deux approches, puisque les deux déphasages successifs du PKC, reviennent à utiliser un masque monolithique "à quatre quadrants". D'un point de vue instrumental, des différences apparaissent, notamment pour ce qui est de l'achromatisation du masque. En effet, la solution proposée pour le PKC en dispersant l'image, et en adaptant la forme des couteaux de phase à chaque longueur d'onde, ne peut pas être réalisée de la sorte avec le FQPM. L'achromatisation du FQPM proposée utilise des empilement de couches de diélectrique (**Riaud et al. 2001** [104]).

# 4.8 Performances en présence de turbulence atmosphérique



## 4.8.1 Comportements pour les polynômes de Zernike

Figure 4.7. Facteur d'extinction pour les 150 premiers polynômes de Zernike ayant chacun une amplitude de 2π/10 radian. Le polynôme n° 3 ("défocus") contribue à la perte la plus importante après les polynômes de "tip-tilt". Le polynôme n° 5 (astigmatisme 2) n'affecte pas les performances du coronographe : il a la même symétrie que l'effet combiné des deux couteaux de phase.

Dans la mesure où les polynômes de Zernike sont souvent utilisés comme base vectorielle pour décomposer les aberrations optiques, je présente ici le comportement du coronographe pour 150 polynômes et dans deux cas de figure. Cependant, ces résultats dépendent énormément de la taille du diaphragme de Lyot utilisé, et la manière dont l'énergie est redistribuée dans la pupille coronographique (particulièrement visible pour les premiers polynômes). Dans le cas des **Figure 4.7** et **Figure 4.8**, j'ai utilisé un diaphragme dont le diamètre est 92% de celui de la pupille. On remarque une périodicité de "mauvaise réjection" sur la **Figure 4.8** qui correspond à tous les polynômes radiaux (ordre azimutal égal à 0).



Figure 4.8. Taux de réjection calculé dans les mêmes conditions que pour la Figure 4.7.

# 4.8.2 Génération d'écrans de phase turbulents

En vue d'une exploitation sur le ciel, et notamment pour le projet VLT-PF de l'ESO, j'ai effectué plusieurs simulations numériques du PKC en présence de turbulence atmosphérique partiellement corrigée par optique adaptative. Le spectre spatial de la phase suit le modèle de Von Karman, soit,

$$\left|\tilde{\varphi}(\vec{k})\right|^2 = 0.0228 \times \left(k^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)^{-\frac{11}{6}} \times r_0^{-\frac{5}{3}}$$
 (4.1)

où **k** est la fréquence spatiale (en m<sup>-1</sup>),  $L_0$  l'échelle externe (grande échelle) et  $r_0$  le paramètre de Fried (**Fried 1966** [51]). Pour ce modèle, la variance de la phase est donné par,

$$\sigma_{\varphi}^2 = 0,086 \times \left(\frac{\mathsf{L}_0}{\mathsf{r}_0}\right)^{\frac{5}{3}} \tag{4.2}$$

Cette variance de la phase turbulente correspond à l'énergie totale dans le spectre de puissance de l'écran de phase. Dans la pratique, on fait donc un tirage aléatoire uniforme de phase de variance unitaire (bruit blanc), puis on calcule son spectre de puissance. On normalise ensuite la puissance de ce spectre à l'unité, et on multiplie ce spectre par un modèle le spectre turbulent souhaité (Kolmogorov, von Karman, etc.) L'écran de phase turbulent s'obtient donc en effectuant la transformée de Fourier inverse de ce spectre.

#### 4.8.3 Modèle de correction partielle d'optique adaptative

Pour simuler une correction partielle d'optique adaptative, on doit prendre en compte le comportement global du système, c'est à dire ses paramètres spatiaux et temporels. Dans le cas présenté ici, on considèrera que la bande passante temporelle du système d'OA est infinie et on ne prendra en compte que l'aspect spatial. Sans vouloir reconstituer fidèlement le comportement complet du système d'OA, il est d'usage de considérer que le résidu de phase obtenu après correction possède un spectre variant comme k<sup>-2</sup> jusqu'à une fréquence de coupure donnée, qui dépend du nombre d'actuateurs et des propriétés géométriques du miroir déformable. Cela revient à modifier en conséquence le spectre de Von Karman dans la zone des basses fréquences spatiales corrigées par l'OA. L'algorithme utilisé, développé en collaboration avec **Rémi Soummer** et **Armando Domiciano de Souza Jr.**, ne dépend que d'un paramètre, qui est le rapport de Strehl souhaité (les paramètres liés à la turbulence atmosphérique étant fixés une fois pour toute).

En générant des écrans de phase de dimensions bien supérieures au diamètre du télescope considéré, il est possible de produire des séquences d'images continues dans le temps en faisant défiler le ou les écrans de phase devant la pupille.

# 4.8.4 Résultats de simulations et commentaires

Les simulations ont été effectuées avec les paramètres de suivants :

- D<sub>télescope</sub> = 8 m (avec obstruction centrale et araignées)
- $-\lambda = 2,2 \ \mu m$  (cas monochromatique)
- $r_0 = 0.6 m$
- $L_0 = 20 \text{ m}$
- Vitesse de vent de 15 m.s<sup>-1</sup>
- Nombre d'actuateurs : 1000

La **Figure 4.9** retrace l'évolution de l'extinction lors d'une séquence continue de 3 secondes de temps. Comme on peut s'y attendre, les pics de très bonne extinction sont très rares, alors que l'extinction moyenne est d'environ 300. La pose longue (somme de ces 1000 images) est représentée sur la **Figure 4.10** ainsi que sur la **Figure 4.11** qui montre le profil radial moyen de cette image. Dans ces conditions, au-delà de 2,5  $\lambda$ /D<sub>tel</sub>, la détection directe d'un compagnon à 10<sup>-3</sup> devient possible.

On peut tirer deux enseignements de ces simulations. Il serait préférable d'utiliser un détecteur à court temps de pose pour pouvoir sélectionner les meilleures images. Ceci est envisageable soit avec des détecteurs très rapides comme les caméras à comptage de photons, ou d'utiliser des obturateurs mécaniques. Deuxièmement, on peut constater que l'obstruction centrale dégrade très fortement le pouvoir d'extinction du coronographe.



Figure 4.9. Evolution du rapport de Strehl pour une séquence de 1000 images (cf. ci-dessous le résultat de cette simulation). Ici le rapport de Strehl moyen est 89%.



Figure 4.10. Simulation du PKC en présence de turbulence atmosphérique partiellement corrigée par optique adaptative (simulation dans le cadre VLT-PF). Réalisation de 1000 poses de 3,3 ms corrélées temporellement. Ici le rapport de Strehl moyen est 89  $\pm$  1% et permet d'obtenir une extinction directe de 10<sup>3</sup> au-delà de 2  $\lambda$ /D.



Figure 4.11. Profil radial moyenné de l'atténuation pour 1000 poses de 3,3 ms. Les lignes en tirets marquent les distances à l'axe optique en nombre de  $\lambda$ /D.

# **Chapitre 5**

# Prototypage de laboratoire du PKC : version monochromatique

La relative simplicité des composants d'optique nécessaires à la réalisation d'une version mono-chromatique du coronographe m'a permis d'entreprendre la réalisation d'un prototype de laboratoire. Dans cette perspective, la question se posait de savoir comment réaliser les deux couteaux de phase. Fallait-il travailler en transmission, ou en réflexion ?

# 5.1 Considérations préliminaires

L'objectif principal d'une telle réalisation était pour moi de vérifier le principe d'extinction par couteau de phase, sans nécessairement viser des performances très importantes. Mon but initial était d'atteindre une extinction de l'ordre de 500, et de vérifier la validité physique du principe d'un tel dispositif. J'ai beaucoup réfléchi à une manière simple d'obtenir un déphasage de  $\pi$  sur la moitié l'onde, dans un plan image. La solution la plus immédiate est de retarder une partie de l'onde de manière géométrique. Ainsi, j'envisageais d'utiliser soit des miroirs indépendants qui seraient collés l'un à l'autre en "marche d'escalier", soit de réaliser directement un dépôt de matière réfléchissante sur des lames de verre. Dans la première solution, il y a deux aspects critiques : la zone séparant les deux moitiés doit être parfaitement polie, et la différence de hauteur de la marche d'escalier doit être précise à une fraction de  $\lambda$ . La seconde solution permet de minimiser le premier problème, mais la seconde difficulté persiste. Après quelques discussions avec des opticiens professionnels, dont ceux de l'Observatoire de la Côte d'Azur, j'ai décidé de réaliser moi-même les lames 'déphasantes', par dépôt d'une couche d'aluminium sur une lame à faces parallèles, et également par paires, puisque le montage utilise deux déphasages successifs. Avec l'aide et le soutien d'André Glintzlin, d'Yves Bresson, de Pierre Assus et de Jean-Louis Schneider, j'ai pu disposer de quelques heures de "cloche à vide" à l'Observatoire de Nice.

# 5.2 Réalisation des composants optiques

## 5.2.1 Couteaux de phase

La solution des couteaux de phase en réflexion a abouti à l'utilisation d'une paire de lames à faces parallèles sur lesquelles on a déposé une couche d'aluminium. Afin d'obtenir un retard de phase de  $\pi$  sur l'onde, soit  $\lambda/2$ , chaque couteau doit présenter une forme "en marche d'escalier", ou en palier, dont le décalage doit être  $\lambda/4$ . Afin de contrôler au mieux l'épaisseur du dépôt, nous avons dû procéder à des séances d'étalonnage. Cette opération fut relativement longue, puisque chaque dépôt nécessite environ 1h30 à 2h de pompage pour arriver à un vide de bonne qualité (typiquement 10<sup>-6</sup> Torr). Nous avons procédé par "essais et erreurs", en mesurant à chaque dépôt, tantôt un défaut, tantôt un excès de matière déposée. Finalement nous avons convergé vers des paramètres relativement bien définis. Cependant, même si l'indicateur d'épaisseur a fini par être bien étalonné, le contrôle effectif de la quantité de matière déposée est quant à lui beaucoup plus délicat : premièrement il est manuel, et secondement, il y a toujours un phénomène d'inertie. Lorsqu'on ferme la source d'émission d'aluminium, de la matière continue de se déposer pendant un bref instant. Une fois cet étalonnage fait, chaque lame a tout d'abord été recouverte d'une couche d'aluminium uniforme d'épaisseur arbitraire. Puis, on a masqué une partie de la lame et re-déposé une seconde couche, en essayant d'en contrôler l'épaisseur comme expliqué dans le paragraphe précédent. Deux paires de lames ont ainsi été réalisées, l'une devant produire un déphasage de p pour  $\lambda$  = 633 nm, et l'autre pour  $\lambda$  = 487nm. Grâce à un microscope interférentiel, nous avons pu estimer si le déphasage était correct (mais le spectre de la lampe utilisée et la transmission des filtres étaient mal connus). En outre, il m'a permis de mesurer la qualité du bord de la marche d'escalier. Les aspérités dans les pires endroits ne dépassent pas 20 microns.

#### 5.2.2 Mesure du déphasage

Ensuite, le contrôle du déphasage correct a été obtenu de diverses manières. J'ai tout d'abord utilisé un montage de type interféromètre de Michelson, en formant des franges d'interférence sur un des couteaux de phase. Le résultats est illustré sur la **Figure 5.1**. A première vue, les franges sont bien décalées d'une demi-frange de part et d'autre de la séparation.

Afin de mesurer précisément le déphasage produit par le couteau j'ai utilisé plusieurs méthodes. Ce travail a été effectué pour partie par **Franck Desenfant** (IUT Mesures Physiques de Limoges) lors de son stage de deuxième année au printemps 2001. Ces différentes méthodes ont mené à la conclusions que le déphasage des couteaux de phase n'était pas exactement de  $\pi$  pour la longueur d'onde 633 nm de la source laser utilisée pour les simulations optiques en laboratoire. Les mesures effectuées par cette méthode ont donné un déphasage à +5% près, en considérant que ce déphasage était le même pour les deux lames. Une mesure effectuée ultérieurement à mis en défaut cette supposition.

			القريمة) يوجو الروانية. القريمة (الموجوع الروانية الموجوع)	-
			ana ana kataraka Manazarta	
The local materials because				
			and a constant of the	
and the second				
and the second sec		Concerned I	A REAL PROPERTY AND A REAL PROPERTY.	25
Contraction of the Contraction of the				
			endore un a com	
Constant of the second second			CO CARDON DA CARDIN	
		a subscription of the		
		and the second	Contractory of the second	-
	Contraction of the local division of the loc		Contraction and a second s	

Figure 5.1. Interférogramme de contrôle d'un des couteaux de phase. Les franges d'interférence résultent d'un montage de type Michelson et ont été acquises à la longueur d'onde laser HeNe 632,8 nm.

En utilisant un microscope interférentiel, nous avons éclairé les deux lames du montage avec une source blanche, filtrée par un filtre centré sur la longueur d'onde H $\alpha$  (656,3 nm), et d'une largeur de 1 nm (**Figure 5.2**).



Figure 5.2. (haut) Couteau de phase vu au travers d'un microscope interférentiel et éclairé par une source blanche filtrée autour de la longueur d'onde Hα (bande passante 1 nm). Les franges sont bien décalées de 1/2 période. (bas) Illustration du principe du microscope interférentiel : des franges d'interférence sont projetées simultanément sur deux images (A et B) du même objet mais légèrement décalées spatialement, faisant apparaître un éventuel effet de phase introduit par l'objet.

Le microscope interférentiel permet de visualiser deux images du même objet, mais décalées spatialement. On voit sur la **Figure 5.2** que les franges de la zone centrale sont bien décalées d'une demi période (flèches blanches). J'ai effectué des mesures plus précises en corrélant le motif de franges de la zone centrale avec celui des deux zones adjacentes. Pour la suite, je parlerai de couteau vertical et horizontal pour identifier les deux éléments optiques, qui se sont avérés produire des déphasages différents :

Couteau vertical à  $\pi$  + 7% Couteau horizontal à  $\pi$  - 1%

Cela se traduit naturellement par une baisse de performance par rapport aux conditions optimales, que l'on peut reproduire par des simulations numériques. Cette comparaison avec le modèle numérique sera abordé plus loin (§5.6).

# 5.3 Montage optique



Figure 5.3. Schéma optique de principe du prototype de laboratoire du PKC.

Les lames ainsi réalisées ont été introduites dans un montage optique que j'avais défini avant leur réalisation. L'idée est de former une image de la tache de diffraction suffisamment grande pour que les imperfections des lames déphasantes se répercutent au minimum sur les performances du coronographe. Ensuite, il faut ré-imager ce plan, de préférence avec le même grandissement, puis reprendre l'image de la pupille, ce que j'appelle la "pupille coronographique". Arrivé à cette étape, on peut dire que le principal est fait, puisqu'il ne reste plus qu'à introduire un diaphragme de Lyot dans le plan de cette pupille, et de former l'image coronographique finale. La difficulté du montage est qu'il faut trouver le bon compromis entre la taille de l'image initiale (tache d'Airy que l'on va déphaser), la taille de la pupille conjuguée et l'encombrement de tout le dispositif. Pour ne pas être handicapé par les imperfections de lames, la figure de diffraction mesure 1mm.



Figure 5.4. Le montage optique du prototype du PKC lors de l'expérience au plateau de Calern (batiment SOIRDETE).

# 5.4 Pupille coronographique

La première caractéristique de l'effet du déphasage est responsable de la distribution d'intensité toute particulière du plan pupille coronographique. La **Figure 5.5** permet de comparer la théorie et le premier résultat significatif obtenu en laboratoire.



Figure 5.5. Aperçu de la distribution d'intensité dans le plan pupille coronographique. (a) Distribution théorique et (b, c) obtenue en laboratoire. Les deux images n'ont pas la même dynamique d'intensité. Les défauts visibles sur la figure (b) proviennent de la diffraction de poussières sur les optiques, et les franges obliques sont dues à des phénomènes de réflexions multiples sur la fenêtre du CCD.

La dynamique de la **Figure 5.5c** a été volontairement renforcée pour mettre en évidence la très forte extinction sur le support de la pupille. Ces données permettent d'évaluer le taux de réjection qui est d'au moins 800 (**Figure 5.5**). Pour des raisons déjà mentionnées au début de ce chapitre au sujet du taux réjection et de l'extinction, j'ai préféré me placer dans le plan image coronographique.

# 5.5 Performances

Avant de former l'image finale coronographique, il est nécessaire de restreindre la quantité d'énergie présente dans le plan pupille coronographique. L'application d'un diaphragme de Lyot, ne laisse passer que la lumière présente au centre de la pupille. Dans le montage que j'ai réalisé, le diaphragme de Lyot est une lamelle de laiton perforée d'un trou dont le diamètre est 70% de celui de la pupille. Ainsi, les résidus de diffraction présents à l'intérieur du support de la pupille coronographique ne sont pas ou peu transmis. Derrière ce diaphragme, j'ai placé une lentille de focalisation pour former l'image coronographique sur le capteur CCD.

# 5.5.1 Estimations visuelles

Lors de mes premières expériences, je ne disposais pas encore de caméra CCD, et c'est une estimation visuelle qui m'a permis d'évaluer le pouvoir d'extinction du coronographe. Pour cela, j'ai eu recours à des filtres de densité que je plaçais devant l'image de la source non "coronographiée" (i.e. hors de l'axe optique) et que je comparais avec l'image éteinte. Cette première évaluation m'a permis d'estimer une extinction supérieure à 1000.

# 5.5.2 Simulation d'une étoile binaire

En réalisant une source binaire (écran percé de deux trous), on se rend compte de l'effet du coronographe sur un objet multiple. La **Figure 5.6** illustre les différents "modes" de fonctionnement de l'instrument. J'utilise ici le terme de mode qui fait référence aux différents régimes d'extinction du PKC. Sur ces images, la dynamique a été légèrement modifiée de manière non linéaire pour permettre de faire ressortir les détails de faible intensité. En (**a**), les deux composantes sont clairement visibles et aucune "étoile" n'est dans l'axe.





En (b) j'ai placé une lame de phase dans l'axe de l'objet le plus brillant et l'intensité chute d'un facteur ~ 10. Cette image illustre parfaitement le cas où par exemple l'image de l'un des objets hors d'axe que l'on cherche à détecter subit l'effet d'une des lames de phase (horizontale ou verticale). Bien que relativement fortement atténué (facteur ~ 10), il reste détectable. Un moyen de s'affranchir de cet effet d'extinction sur les 4 axes du PKC serait d'opérer une rotation globale de l'instrument (télescope + coronographe) à 45°, permettant ainsi de confirmer la présence d'un compagnon dont l'intensité serait multipliée par 10 par rapport au cas précédent. Sur l'image (c), l'objet central a été placé à l'intersection des deux lames de phase, produisant alors une extinction dont les résidus sont au-delà de la dynamique du capteur CCD alors utilisé (8 bits, soit 256 niveaux).

## 5.5.3 Mesures de l'extinction

L'utilisation d'une caméra CCD a permis de quantifier plus précisément le pouvoir d'extinction du coronographe. Les conditions de turbulence du laboratoire dans lequel j'ai opéré se sont révélées avoir une influence non négligeable sur l'extinction du coronographe. L'effet dominant est bien sûr l'effet de basculement global du front d'onde (effet de "tip-tilt"). Il est responsable des déplacements de l'image, et donc des fluctuations de position autour de l'axe optique du coronographe. J'ai montré dans le chapitre précédent (**article page page 49**) la dégradation introduite par un mauvais alignement sur l'axe optique. La **Figure 5.7b** représente les fluctuations des maxima d'intensité dans l'image coronographique lors d'une séquence continue de 200 images alors que la figure **Figure 5.7a** est l'image coronographique correspondant à l'addition de toute la séquence.



Figure 5.7. (a) Image résultant de l'addition de 100 images sélectionnées dans une séquence continue (poses courtes individuelles de 20ms). (b) Courbe de fluctuations des maxima d'intensité de l'image donnée par le coronographe dans les conditions d'expérimentation lors de l'enregistrement continu d'une séquence de 2 secondes. Ces fluctuations sont essentiellement dues aux turbulences dans le laboratoire, et ont pour effet des déplacements de l'image (effet de "Tip-Tilt"). Ce diagramme est l'illustration parfaite de la nécessité d'utiliser des détecteurs à temps de pose courts pour des observations au sol en présence d'optique adaptative (voir commentaires dans le texte).

Cette courbe permet d'estimer la perte d'efficacité du coronographe que l'on peut supposer, au premier ordre, être due aux effets de basculement cités plus haut. Les simulations numériques montrent qu'un regain d'intensité d'un facteur ~3 correspond à des basculements du front d'onde de l'ordre de ~  $\lambda$ /50. Cet effet prédit par les simulations numériques est consistant avec les observations expérimentales pour lesquelles j'ai pu évaluer ces déplacements sur le capteur CCD :



Figure 5.8. (a) Tache de diffraction sans le coronographe (hors de l'axe). (b) FEP du coronographe (objet dans l'axe). (c) Profils radiaux d'extinction comparés. (trait-point) Image de diffraction expérimentale sans coronographe. (continue) FEP coronographique expérimentale. (tirets) FEP calculée reproduisant les conditions d'expérimentation.

# 5.6 Comparaison au modèle numérique

Lors de la réduction des données, j'ai choisi un mode de représentation de l'extinction en fonction du nombre d'images sélectionnées, elles-même sujettes à un critère de flux. Contrairement à ce que l'on pourrait penser, il ne s'agit pas simplement d'additionner les N maxima des N images coronographiques pour obtenir l'extinction de cet ensemble d'images car les fluctuations de la répartition spatiale d'intensité sont très importantes.

# 5.6.1 Influence du tip-tilt

Le tip-tilt introduit a été estimé d'après l'enregistrement d'une séquence de l'étoile de référence sans coronographe. Le sur-échantillonnage de la tache d'Airy (24 pixels/( $\lambda$ /D)) a permis d'estimer ces fluctuations à ~  $\lambda$ /100 (amplitude de basculement du front d'onde en unité de  $\lambda$ ). La **Figure 5.9** est une comparaison entre les données obtenues en laboratoire, et le modèle numérique pour lequel j'ai introduit tous les paramètres du montage optique (déphasage des lames, fluctuations de tip-tilt, taille du diaphragme de Lyot).





Figure 5.9. Comparaison entre l'image obtenue en laboratoire (gauche), et celle reproduite par simulation numérique en introduisant les paramètres de l'expérience (défauts de phase, basculement résiduel), et en incluant un léger décentrage de la position moyenne de l'étoile par rapport à l'axe du coronographe (voir texte). La sur-brillance dans les deux images (en haut à droite) est réelle et due à l'important écart à π du premier couteau de phase.

Dans cette simulation, je me suis efforcé de reproduire le maximum de contraintes auxquelles j'ai été confronté pendant l'expérience. En particulier ce résultat prend en compte un léger défaut de centrage de l'étoile sur l'axe du coronographe (8% de  $\lambda$ /D dans le sens vertical).

# 5.6.2 Contributions relatives du tip-tilt et des défauts des couteaux

J'ai effectué plusieurs simulations numériques qui comprennent plusieurs amplitudes de défauts de phase sur les couteaux, et plusieurs amplitudes de tip-tilt, afin de déterminer leur influence relative. Les résultats de ces simulations sont illustrées de la **Figure 5.10** à la **Figure 5.15**. Chaque graphique correspond à un défaut de phase différent (sur les couteaux), allant de 0% à 5% de  $\pi$ . Sur chacun d'eux, 3 courbes reproduisent l'extinction obtenue pour 3 amplitudes de tip-tilt différents de 0,5, 1 et 1,5% de  $\lambda$ /D.



Figure 5.10. Fluctuation de l'extinction coronographique pour une séquence de 200 images simulées. Les couteaux de phase sont supposés parfaits, le tip-tilt a une amplitude, en unité de  $\lambda$ /D, de 0,5% (tirets), 1,0%(pointillés) et 1,5% (continu).



Figure 5.11. Fluctuation de l'extinction coronographique pour une séquence de 200 images simulées. Les couteaux de phase ont tous les deux un défaut de 1% de p, le tip-tilt a une amplitude, en unité de  $\lambda/D$ , de 0,5% (tirets), 1,0%(pointillés) et 1,5% (continu).



*Figure 5.12.* Fluctuation de l'extinction coronographique pour une séquence de 200 images simulées. Les couteaux de phase ont tous les deux un défaut de 2% de p, le tip-tilt a une amplitude, en unité de  $\lambda$ /D, de 0,5% (tirets), 1,0%(pointillés) et 1,5% (continu).



*Figure 5.13.* Fluctuation de l'extinction coronographique pour une séquence de 200 images simulées. Les couteaux de phase ont tous les deux un défaut de 3% de p, le tip-tilt a une amplitude, en unité de  $\lambda$ /D, de 0,5% (tirets), 1,0%(pointillés) et 1,5% (continu).



Figure 5.14. Fluctuation de l'extinction coronographique pour une séquence de 200 images simulées. Les couteaux de phase ont tous les deux un défaut de 4% de p, le tip-tilt a une amplitude, en unité de  $\lambda/D$ , de 0,5% (tirets), 1,0%(pointillés) et 1,5% (continu).



Figure 5.15. Fluctuation de l'extinction coronographique pour une séquence de 200 images simulées. Les couteaux de phase ont tous les deux un défaut de 5% de p, le tip-tilt a une amplitude, en unité de  $\lambda/D$ , de 0,5% (tirets), 1,0%(pointillés) et 1,5% (continu).



Figure 5.16. Intégrations des séquences d'images simulées avec diverses défauts de déphasage sur les couteaux de phase (0%, 1%, 2%, 3%, 4% et 5%). L'amplitude du tip-tilt est de 1,5% de  $\lambda$ /D.

On voit très clairement que plus les défauts de phase augmentent, plus l'extinction moyenne diminue et est moins sensible aux défauts de tip-tilt. Lorsque les couteaux de phase sont parfaits, le nombre d'images présentant une très bonne extinction sont rares (de l'ordre du pourcent). Ceci pèse donc en faveur de l'utilisation d'un détecteur rapide capable de figer l'état de la turbulence (atmosphérique) et de procéder à la sélection d'images. Nous décrivons dans l'**article 5.7** la manière dont nous avons procédé au tri d'image en fonction de l'extinction.

Pour des commentaires complémentaires de ces résultats, je renvoie au chapitre suivant qui est un article relatif à cette expérience de laboratoire, et qui a été accepté pour publication dans le journal Astronomy & Astrophysics pour parution en 2003.

# 5.7 Article accepté dans Astronomy & Astrophysics

Cet article est une synthèse des travaux de laboratoire sur le prototype du PKC. Il a permis d'analyse en profondeur les dégradations de performance dues notamment aux imperfections des éléments optiques.

# Phase Knife Coronagraph

#### II - Laboratory results

L. Abe<sup>1,2</sup>, A. Domiciano de Souza Jr.<sup>1,2</sup>, F. Vakili<sup>2</sup> and J. Gay<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, Département Fresnel, UMR-CNRS 6528, 06460 Saint-Vallier de Thiey, France

<sup>2</sup> UMR-6525 Astrophysique, Université de Nice Sophia-Antipolis, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 02, France

Received 28 February 2002/Accepted 25 October 2002

**Abstract.** We report laboratory results from a monochromatic prototype of the Phase Knife Coronagraph which validate our previous theoretical and numerical simulations, prove the physical principle of it and set realistic limitations to the nulling properties of the coronagraph. The optical set-up, phase knife manufacturing technique and different aspects of the instrumental limitations are given. The first results attain easily a 3000 nulling effect obtained both on single and simulated double stars. Optical and mechanical stabilities are discussed and future steps to be carried out for a wide band version of this coronagraph are outlined.

Key words. techniques: interferometric- methods: laboratory - stars: binaries: close

#### 1. Introduction

Direct detection of exoplanetary systems using both monolithic and multi-aperture synthetic telescopes is amongst one of the most challenging goals of modern observational astronomy and therefore focuses the efforts of major space and/or large ground-based facility agencies such as DARWIN (Leger et al. 1996), TPF (Beichman et al. 1999), NGST (Trauger et al. 1999), Keck-I (Colavita 2001), VLTI (Glindemann et al. 2000). Ultra-high-contrast-imaging at the level of  $10^6$  to  $10^9$  and the resolution limit of a 8–10 m class telescope, i.e. 40 to 10 milli-arcsecond (mas) in *K* to *V* bands, also paves the way to study the close environment of various classes of astronomical objects from Young Stellar Objects to evolved stars, bringing new insights to verifications of stellar evolution scenarios, for example.

Unlike Lyot's coronagraph, interference nulling coronagraphs (Gay & Rabbia 1996; Roddier & Roddier 1997; Rouan et al. 2000) represent the only alternative to attain the resolution limit of present large telescopes like VLT (Monnet 2000), Keck telescopes (Wizinowich et al. 2000) and Gemini (Mountain et al. 1998). This have motivated our efforts to develop the Achromatic Phase-Knife Coronagraph (APKC hereafter, Abe et al. 2001, referred to as Paper I). In this paper we present the first laboratory results from PKC, the monochromatic version of the APKC, as a step along the way to construct a full-fledged high contrast imaging device to use on large ground-based monolithic telescopes equipped with extremely

e-mail: Lyu.Abe@unice.fr

dense and high performance Adaptive Optics (A.O. hereafter, Mouillet 2001). In Paper I we described the conditions in which the intrinsic performances of PKC and its achromatic version APKC become similar. Therefore, in order to progress along our plan we have tested a monochromatic laboratory breadboard to validate its physical principle and to obtain realistic numbers on its operational characteristics. Section 2 summarizes the physical concept of the APKC. Section 3 describes phase knife manufacturing and commissioning, and the laboratory optical set-up used to assess its performances. Section 4 details the experimental results obtained on simple and binary simulated stars which settle the nulling performances of the APKC in its present configuration. Section 5 comments on the results and compares them to theory. In the final section we give a critical review of the APKC concept and show how future steps should bring us to a fully operational coronagraph for sky observations. The exact formalism for the residual energy inside the coronagraphic pupil is given in an appendix.

#### 2. Theoretical background

#### 2.1. Summary of the APKC

The Achromatic Phase Knife Coronagraph concept and its numerically simulated properties were described in our previous paper (Paper I). The APKC is based on an image plane phase mask technique to produce a highly destructive interference pattern into the conjugate pupil plane. It consists of dispersing and  $\pi$  phase-shifting the incoming on-axis wave front according to two orthogonal directions in two consecutive image planes (Paper I). The intensity distribution in the conjugate

Send offprint requests to: L. Abe,

#### L. Abe, A. Domiciano de Souza Jr., F. Vakili and J. Gay: Phase Knife Coronagraph



Fig. 1. Theoretical intensity distribution in the pupil plane (left) and in the image plane (right) for a finite field of view.

pupil plane exhibits a quasi-perfect destructive interference exactly matching the pupil shape (Fig. 1 (left)).

It can be shown (see Appendix A) that in the case of an unobscured telescope, with an infinite image plane phase mask and for a monochromatic wave, the PKC completely rejects the on-axis source energy outside of the conjugate pupil, offering in principle a perfectly nulling coronagraph. Indeed the finite size of the optical components (i.e. a finite field of view) in such a device produces diffraction effects that re-inject energy inside the conjugate pupil. Therefore, the final coronagraphic pattern (Fig. 1 (right)) exhibits four bright lobes resulting from diffraction residuals. Numerical simulations show that for a 50  $\lambda/D$  field, and assuming perfect optics, one can expect a reasonable 10<sup>6</sup> energy rejection for an on-axis source.

In the real world however, imperfect optics, phase retardation properties, atmospheric turbulence and chromatic residues among other degrading effects limit the APKC nulling performances in ways that Sect. 3 will explicitly highlight.

#### 2.2. Performance criteria

In any high dynamic imaging process for exo-planet detection, the goal is to increase the local contrast between a central bright star (coronagraphic PSF) and its faint companion. Therefore, the energy rejection does not necessarily represent the best performance criterion. Hereafter we define the more appropriate, to our opinion, criteria to measure the coronagraphic efficiency used throughout this paper:

- extinction: peak-to-peak intensity ratio, defined as:

$$E = \frac{\max(I_{\text{without corona.}})}{\max(I_{\text{with corona.}})}$$
(1)

- attenuation factor: the inverse of the extinction E

*energy rejection rate*: the integrated intensity ratios, either in the image plane:

$$R_{\text{image}} = \frac{\int I_{\text{without corona.}}}{\int I_{\text{with corona.}}}$$
Full field



**Fig. 2.** A phase knife sample seen through an interference microscope. The step between the two fringe patterns from the phase knife zones correspond to a geometrical phase shift which depends on the aluminium deposit thickness (see text for further explanations). The phase-shifts were measured using a 1 nm bandwidth H $\alpha$  filter.

or in the pupil plane:

$$R_{\text{pupil}} = \frac{T_{\text{Lyot stop}} \int_{\text{Full plane}} I_{\text{with corona.}}}{\int_{\text{Lyot stop}} I_{\text{with corona.}}}$$
(3)  
$$= \frac{\int_{\text{Lyot stop}} I_{\text{without corona.}}}{\int_{\text{Lyot stop}} I_{\text{with corona.}}}$$
(4)

where  $T_{\text{Lyot stop}}$  is the Lyot stop transmission factor, i.e. the ratio stop-area/pupil-area. The mention *with/without corona* refers to the focal coronagraphic mask being present or not (all other optical components remaining, including the Lyot stop).

For example, in the case of Fig. 1 (perfect PKC with limited field of view) the rejection rate differs from the extinction ratio by a significant factor of  $\geq 4$ . More generally, in high dynamic range imaging techniques, the performance is ultimately defined by the achievable local contrast and not by the integrated transmitted energy.

This is the same problem as encountered with the Apodized Square Apertures (Nisenson 2001), the Dark Hole technique (Malbet 1995) and for those instruments that modify the final intensity distribution of a perfectly diffracted Airy pattern.

#### 3. Laboratory tests and operating conditions

All tests were carried out with a full, unobscured pupil. The Lyot stop was chosen to be 70% of the full aperture in order to be less sensitive to optical tuning (stop centering) and residual low order aberrations such as defocus, which appears to be a major limitation to the coronagraph performance.

#### 3.1. Phase knife manufacturing

(2) We used common optical glass waveplates on which we deposited aluminium layers. The deposit process was carried out

at the Observatoire de Nice using a dedicated vacuum tank. The aluminium is heated and evaporated under vacuum with a typical pressure of  $2 \times 10^{-6}$  Torr. The glass waveplates were first uniformly coated with an arbitrary thickness. We used vacuumproof adhesive tape to mask a rectangular area on each plate and deposited a second aluminium layer for which the thickness was controlled to match the desired wavelength's phase retardation, for instance HeNe laser 632.8 nm. The final product had a reflective surface with a step-like quarter-wave transition between the two halves of the glass plate. In order to minimize coating differences for a pair of phase knives, we systematically produced two of them at the same time. After a reasonable number of manufacturing trials we obtained a pair of waveplates close to the desired  $\pi$ -shift of the operating laser wavelength.

#### 3.2. Surface quality control

In order to estimate the exact phase shift of the final PKC waveplates, we used an interference microscope. The observed image with such a device corresponds to the superimposition of two slightly displaced images of the same object, on which a fringe pattern is projected. In our case the fringe pattern undergoes a discontinuity at the thickness change location. A typical image of this situation is shown in Fig. 2 where the interference fringes are formed at H $\alpha$  wavelength (656.3 nm, 1 nm bandwidth).

Although the two phase knives were built at the same time, they do not produce the same phase-shift on the wave. This is interpreted as being due to a non-uniform coating deposit inside the vacuum tank. For the HeNe laser wavelength (632.8 nm), we measured the phase-shift difference from the ideal  $\pi$  value as  $\delta\phi_1 = (-7 \pm 1)\%$  and  $\delta\phi_2 = (1 \pm 1)\%$  which corresponds respectively to a lack of thickness of ~5.5 nm and an excess of thickness of ~0.5 nm. All measurements resulted from correlations between the fringe patterns.

The surface quality of the glass waveplates is locally good enough ( $<\lambda/50$ ) for our application since we concentrate the light on a very small area of the size of a few Airy discs. Indeed the sharpness and rectilinearity of the step edge directly affect the coronagraphic nulling performance, also limiting the practical size of Airy patterns on the phase knives. The inspection of interferograms showed that edge defects across a few tens of millimeters remain below 10  $\mu$ m at some locations, and the phase transition edge itself extends over less than 2  $\mu$ m. Indeed we used such optimum wave-plate zones as much as possible.

#### 3.3. Optical layout

Taking into account the physical size of the transition edge and their rectilinearity the optical set-up was dimensioned so as to fit an Airy pattern of about 1 mm on each phase knife. The large size of the Airy spot prevents the coronagraph performance from being limited by local edge defects, keeping the PSF/defects size ratio greater than 100. The source is mimicked by a collimated laser 632.8 nm beam (see Fig. 3). The collimated beam is relayed by a  $\sim$ 3 m focal length lens which sim-

ulates the telescope entrance pupil and forms an image on the first phase knife. The entrance pupil stop is 5 mm in diameter and produces an Airy pattern of about 1 mm ( $F/D \approx 640$ ), as required. The same magnification is used on the second phase knife which is perpendicular to the first one. The intermediate pupil planes are shown in Fig. 3. A Lyot stop sits at the "coronagraphic pupil" location. A lens focuses the final coronagraphic image on a CCD camera. Digitized frames from this camera are transferred to a host PC for further off-line processing. Each phase knife is mounted on an XYZ *Microcontrole* plate. The centering of the Airy spot on both phase knives is obtained by push-pulling them in the plane parallel to their surface and perpendicular to the knife edge.

The pin-hole used for the source has a diameter of 10 microns. With the collimating lens, the source is partially resolved by a factor  $1/16^{\text{th}}$  with respect to the Airy radius, roughly corresponding to a 3 mas star observed on a 10 meters telescope in the *K* band (2.2  $\mu$ m). Note that a partially resolved object can dramatically affect the nulling performance of any coronagraphic device in general and the APKC in particular.

#### 4. Estimated performances

#### 4.1. Coronagraphic pupil intensity distribution

Figure 4 (bottom) shows the intensity distribution in the final coronagraphic pupil plane obtained by numerical simulation (right) and obtained under present laboratoy conditions (left). We first note the remarkable reproduction of theory by experimental results proving the physical validity of the PKC concept. From this figure one could conclude that the measured rejection should be extremely high but this is due to the CCD intensity dynamic range limitation.

As already noted in Sect. 2.2, and since we could not monitor the pupil image and the PSF simultaneously, we decided to work on the final coronagraphic image rather than measuring rejection rates in the pupil plane. Figure 5 illustrates the nulling effect of the PKC on a binary source. All three images have the same dynamic range with an exposure time of 20 ms. The image on the left shows the normal, i.e. without the PKC, image of a binary source. Placing only one phase knife on the central source (middle) attenuates its intensity already by a factor  $\sim 10$  as predicted by theory (corresponding pupil intensity distributions are shown in Fig. 4 (top)). In the right image, the combination of both phase knives almost completely nulls the central bright source. Due to the limited CCD dynamic range (8 bits) for a single exposure the signal to noise ratio is not high enough to correctly assess the coronagraphic PSF. Note also that the binary component remains unaffected by the coronagraph at this location. According to Paper I, for an off-axis companion falling exactly on the edge of one of the two PKC knife edges, the effect would be identical to the one of the bright source in the middle image of Fig. 5.

#### 4.2. The coronagraphic PSFs

In order to estimate the attenuation factor of the PKC, we must measure the fluxes of the source with and without the coron-



Fig. 3. PKC optical layout. The two phase knives (horizontal and vertical) are equivalent to flat mirrors. M1 and M2 are spherical, forming the second focus and the final coronagraphic pupil image respectively.



**Fig. 4.** Comparison of actual laboratory and theoretical intensity distribution in successive pupil planes of the PKC coronagraph (not same scales): (top-left) pupil intensity after the vertical phase-knife alone, (top-right) pupil intensity after the horizontal phase-knife alone, (bottom-left) pupil intensity after both phase-knives being applied and (bottom-right) theoretical pupil intensity distribution. Note that for the actual pupil intensities the CCD exposure has been saturated to show the depth of the null inside the coronagraphic pupil. Fringes on the experimental data are due to multiple reflections on the CCD window.

agraph. To avoid CCD saturation for the off-axis source, we used a neutral density filter ( $D \approx 3$ ) before the laser beam. To overcome the lack of dynamic range of the CCD camera when observing the coronagraphic image, we removed this density filter.



**Fig. 5.** Application of the two-step PKC phase-knives to a laboratory binary source: left) the binary star star without coronagraph, middle) effect of the first horizontal phase-knife on the central bright star and right) the on-axis star being nulled after the second vertical phase-knife is applied. Images are shown with a non-linear intensity scale to enable direct comparison with the background noise.

When removing the density filter, the coronagraphic PSF was still bright enough to match the CCD dynamic range for a short exposure of 20 ms. Consequently, it was not necessary to carry out time-consuming long exposures to attain the desired SNR. We could also monitor the effects of the tip-tilt jitter on the coronagraphic PSF while recording a series of short exposures. Indeed, the temperature inside the laboratory was relatively stable and produced only low order phase aberrations, using Zernike polynomials terminology, resulting in fast variations of both shape and intensity of the coronagraphic PSF.

#### 4.3. Image selection and final maximum nulling effect

Using a fast read-out detector and short exposures allows the selection of the best images in the whole sequence, i.e. images where the coronagraphic PSF flux of the on-axis source is lowest. Figure 6 (top) shows the intensity fluctuations of the brightest lobes of the coronagraphic PSF. As mentioned before, tip-tilt is mainly responsible for such variations. We could derive the tip-tilt errors from the recorded sequence of a reference Airy pattern without the coronagraph. The pixel sam-

L. Abe, A. Domiciano de Souza Jr., F. Vakili and J. Gay: Phase Knife Coronagraph



**Fig. 6.** (top) Coronagraphic PSF intensity maxima recorded during a continuous series of 199 exposures (pixel intensity digitized over 8 bits). (bottom) Image selection procedure applied to the exposure set according to a flux threshold defined as a percentage of the maximum intensity variation (full dynamic range of top). The solid curve is the peak-to-peak intensity ratio (the extinction, noted  $I_0/I$ ) between the off-axis reference Airy pattern and the integrated coronagraphic PSFs selected by applying the threshold. The dashed curve gives the number of selected images after thresholding. In the given example, the 140 selected images are marked with diamonds on the top figure for a threshold level of 30%, resulting in a long exposure extinction of ~2300.

pling of the images enabled us to precisely compute the photometric centroid of the reference PSF, which turned out to be about 2.4% rms of the Airy pattern lobe diameter. This corresponds to an amplitude error of  $\lambda/100$  reported on the wavefront. Lower tip-tilt jitter would require stabilized pressure and temperature, and dust free atmosphere (see comments on that subject in Ollivier 2001).

We applied various selection criteria to the image sequence (Fig. 6 (bottom)) to determine how the overall extinction is affected by "bad" images (i.e. with low extinction). The average extinction ratio for the long exposure for these 199 frames is 1870. Selecting half the images in the sequence results in a ~40% gain for the extinction. Results show that we can increase the extinction up to a factor 2 in the best case. However, the optimum selection criterion results from a good compromise between rejection rate and the signal to noise ratio for a possible off-axis object.

#### 5. Discussion of laboratory results

In the scope of determining the coronagraph's sensitivity to both phase-shift defects and tip-tilt jitter, we tried to reproduce the experimental conditions with a numerical simulation.

In a first step, we focused on pure optical and turbulence aberrations considering perfect phase knives: static optical aberrations derived from ray-tracing analysis, and numerical simulations show no significant effect on the final coronagraphic extinction. We conclude that the main degrading aberration is a systematic de-centering (constant shift) of the central source.

Then for turbulence aberrations we introduced tip-tilt jitter derived from the off axis reference PSF measurements: we used a Gaussian statistic with a 1% rms amplitude in  $\lambda/D$  units (see Sect. 4.3) and a mean position exactly centered the coronagraph's axis. The phase knives were first considered perfectly  $\pi$ -shifting. The same image selection procedure as for the experimental data was used, as shown in Fig. 7 (top). This graph indicates that only ~10% of the images have a very good extinction, greater than 5 × 10<sup>5</sup>, with a maximum at ~10<sup>6</sup> as predicted by the perfect static model.

Now, when introducing the measured phase-shift defects on both knives, and using the same image selection (Fig. 7 (bottom)), the expected maximal extinction is ~3370, with a long exposure extinction of ~3070. This significant loss of performance is rather close to our experimental results. We also notice that the proportion of images with a good extinction is much higher and always very close to the maximum extinction which means that the extinction variance (in percentage) is much lower than in the perfect case.

We conclude that the dominant degradation comes from imperfect phase-shift on the phase knives rather than the tip-tilt jitter.

Results of Fig. 7 (top) are better than the experimental ones (Fig. 6), but the assumption we made of a perfectly centered spot on the coronagraph axis is a too restrictive hypothesis, since we could not verify it during the experiments. By introducing a centering error (in this case for example 8% of  $\lambda/D$  in the vertical direction), we can almost reproduce the same statistics (Fig. 8) and intensity distribution (Fig. 9). Such an error on the centering appears to be rather large compared to the manual tuning precision of each individual optical element (the two phase knives). Nevertheless, there are other tuning error sources (e.g. turbulence instabilities, visual estimations of the residual flux, separate manual tuning for each phase knife) that we could not monitor in real-time. Therefore we point out that for an optimized PKC one requires an extremely accurate and robust tuning procedure.

#### 6. Conclusion

The results of the present prototype of the APKC agree surprisingly well with theory and can easily attain an extinction ratio of 3000. In our laboratory experiments we used phase knives which were not perfect  $\pi$  phase-retarders. We showed that even in this case the nulling performance was dominated by phase-shift errors rather than centering errors. The latter includes tip-tilt jitter and systematic de-centering, originating respectively from turbulence fluctuations in the laboratory and manual positioning of the optics. The relative size of the Airy pattern (1 mm) compared to the phase transition zone of less than 2  $\mu$ m (described in Sect. 3) does not seem to produce any significant effect.

L. Abe, A. Domiciano de Souza Jr., F. Vakili and J. Gay: Phase Knife Coronagraph



**Fig. 7.** (top) Image selection process of 200 numerically computed images where the experimental conditions were introduced (tip-tilt jitter and phase knives defects). (bottom) Same as top with tip-tilt jitter only. The Airy spot is perfectly centered on the coronagraph's axis with a gaussian tip-tilt jitter of 1% rms ( $\lambda/D$  units).



Fig. 8. Same curve as Fig. 7 but where a centering error of 8% of the Airy spot on the coronagraph axis has been introduced.

This study also shows that the optimal phase knife manufacturing quality depends on the observing strategy and AO/detector capability: different tip-tilt jitter and phase-shift defect combinations can result in an identical integrated extinction (i.e. summing all exposures). For example, in our case, a 1.5% rms tip-tilt jitter ( $\lambda/D$  units) associated with perfectly



**Fig. 9.** Long exposure images of (left) the experimental data and (right) simulated data, corresponding to the graph of Fig. 8. Notice that the bright bump location on top of the ring on both images almost exactly match. It mainly originates from the important phase-shift defect ( $\sim$ 7%) of the first knife. Images are shown in linear intensity map.

phase-shifting knives roughly gives the same integrated extinction  $(5 \times 10^4)$  as a 0.5% jitter and a 1.0% phase knife defect. On the contrary, if an image selection strategy is chosen using a very fast and sensitive detector (e.g. a photon-counting camera), then top quality manufacturing will be mandatory to allow the optimal performance of the coronagraph. Note that in this case if the flux is very low, one needs to perform quite long exposures, losing the possibility to access a statistical analysis of the data in order to select the best images. Therefore the importance of sensitive and fast read-out detectors for coronagraphic instruments, such as fast photon counting cameras or new Low Light Level CCDs (Mackay 2001; Jerram 2001) becomes more clear.

These considerations should be taken into account for a future APKC in order to significantly improve its performances relative to the present operating prototype and to approach the theoretical nulling effect of  $10^6$ , specially for a wide-band version. The phase knife manufacturing for the APKC concept as described in Paper I differs from this achromatic version by the prismatic shape to be given to the knives. The end-to-end rectilinearity of the phase transition should be kept less than a few percent of  $\lambda/D$  as well as local edge defects. A more complete study should be carried out in order to estimate the sensitivity to these types of defects.

The tip-tilt should be monitored independently of the main AO loop using the rejected light outside the coronagraphic pupil. It should be noted that fine tip-tilt compensation in APKC can be achieved by equipping the two phase knives (see Fig. 2 of Paper I) independently with a single fast linear motion actuator. For a 1 mm diameter Airy spot, such an actuator should have a typical dynamic range of a few tens of microns with a linear resolution of one micron corresponding to a tip-tilt fine compensation better than  $\lambda/50$ . On the other hand the combination of two successive reflection phase-knives in APKC and the exact chromatic phase-retardation compensation by means of diffraction gratings can be applied for IR observations. This characteristic combined with the dispersing/dedispersing technique to obtain an achromatic PKC represent a straightforward way to transform the APKC to a spectrometric coronagraph. This is particularly adapted to spectrally characterize an exoplanet once it has been detected in the wide band

configuration of APKC. At the present time we have begun the commissioning of a hybrid version of the APKC and the 4QC (Rouan et al. 2000). The coronagraph will be tested in sky observation runs using a photon-counting camera and image selection as described above. The exact coronagraph configuration and the results will be discussed in a future paper.

We conclude that although a space-borne telescope appears as the natural site to implement an APKC, a ground-based instrument allows direct imaging of  $\Delta m \approx 6$  with realistic turbulence and residual tip-tilt errors of  $\leq 10\%$  (Paper I, Rouan et al. 2000). Benefiting from our laboratory results, the APKC concept clearly constitutes a potential candidate for future groundbased adaptive optics plus coronagraphic instruments for exoplanet hunting similar to the VLT-Planet Finder foreseen in the near future on an 8 m telescope.

#### Appendix A: Mathematical formalism

A first mathematical analysis was done in Paper I, but did not completely describe the whole nulling effect. Its final coronagraphic principle is formally identical to the 4QC. One of us (J. Gay) developed the complete mathematical formalism of this type of coronagraphic device for a circular pupil of radius R without a central obscuration, which is given in the following. It is demonstrated that in the case of an infinite field image plane, the extinction can be total. Although it is not physically realistic, it means that the extinction can be arbitrarily good depending on the field of a "sectorized" phase-mask coronagraph.

In the pupil plane, we express the spatial frequency coordinates as:

 $\eta = \rho \cos(\vartheta)$ 

and

 $\xi = \rho \sin(\vartheta)$ 

where  $\rho$  and  $\vartheta$  are the polar coordinates in the reference system centered on the optical axis.

As already mentioned in Paper I, the amplitude distribution is the result of the convolution between the entrance pupil function and the Fourier transform of the PKC function pkc(x, y) =sign(x) sign(y) in the infinite field case which can be written as,

$$P_{\nu}(\eta,\xi) = P_{\nu}\left(-\frac{1}{\pi^2\eta\xi}\right) \tag{A.1}$$

and rewritten in polar coordinates,

$$P_{\rm v}(\rho,\vartheta) = P_{\rm v}\left(-\frac{2}{\pi^2}\frac{1}{\rho^2\sin(2\vartheta)}\right). \tag{A.2}$$

This distribution is usually referred as Cauchy's principal value  $(P_{\rm v})$ .

We express the integration process in the sense of the principal value by excluding from the integration domain the symmetric areas surrounding the discontinuities as shown in Fig. A.1. The radius  $\varepsilon$  and the angle  $\alpha$  respectively prevent divergence at the center point and along the  $\eta$  and  $\xi$  axis. These parameters will tend to zero once the result of the convolution product is established.



Fig. A.1. Integration domain is delimited by the pupil circle. Gray areas are excluded from it.

Using Eq. (A.2), the convolution product  $A = \Pi \otimes P_v$  is written

$$A(u,v) = \int_{\eta} \int_{\xi} \int_{\xi} P_{v}(\eta,\xi) \Pi(u-\eta,v-\xi) d\eta d\xi$$
(A.3)

with  $\Pi$  being the pupil function which takes the value 1 within the pupil limit, and zero outside. By changing  $\eta$  and  $\xi$  to polar coordinates, Eq. (A.3) becomes,

$$A(u,v) = -\frac{2}{\pi^2} \int_{\vartheta} \frac{1}{\sin(2\vartheta)} \int_{\rho} \Pi(u-\rho\cos(\vartheta), v-\rho\sin(\vartheta)) \frac{d\rho}{\rho} d\vartheta.$$

Since we are only interested in the intensity distribution inside the pupil area, we only consider the points verifying  $u^2 + v^2 \le R^2$ . Independently, for each of these points, the upper limit of the integral over  $\rho$  can be expressed as  $C(\vartheta, u, v)$  which describes the circumference of the pupil. White areas in Fig. A.1 show the final integration domain. Therefore,

$$\begin{aligned} A(u,v) &= -\frac{2}{\pi^2} \int\limits_{\vartheta} \frac{1}{\sin(2\vartheta)} \left( \int\limits_{\rho=\varepsilon}^{C(\vartheta,u,v)} \frac{\mathrm{d}\rho}{\rho} \right) \mathrm{d}\vartheta \\ &= -\frac{2}{\pi^2} \int\limits_{\vartheta} \frac{1}{\sin(2\vartheta)} \left[ \ln(C(\vartheta,u,v) - \ln(\varepsilon)) \right] \mathrm{d}\vartheta. \end{aligned}$$

Then we perform the integration over  $\vartheta$  from  $\alpha$  to  $\pi/2 - \alpha$ by gathering the contributions over  $\rho$  between  $\varepsilon$  and  $C(\vartheta + k\pi/2, u, v)$  (with k = 0, 1, 2, 3), taking into account for each k the sign of  $\sin(2\vartheta + 2k\pi/2)$ , which finally leads to,

$$A(u,v) = -\frac{2}{\pi^2} \int_{\vartheta=\alpha}^{\frac{\pi}{2}-\alpha} \frac{1}{\sin(2\vartheta)} \left\{ \left[ \ln(C(\vartheta, u, v) - \ln(\varepsilon) \right] \right. \\ \left. - \left[ \ln(C(\vartheta + \pi/2), u, v) - \ln(\varepsilon) \right] \right. \\ \left. + \left[ \ln(C(\vartheta + 2\pi/2), u, v) - \ln(\varepsilon) \right] \right. \\ \left. - \left[ \ln(C(\vartheta + 3\pi/2), u, v) - \ln(\varepsilon) \right] \right\} d\vartheta.$$

Contributions from  $\varepsilon$  vanish leaving only the contributions from *C*, therefore

$$A(u,v) = -\frac{2}{\pi^2} \int_{\vartheta=\alpha}^{\frac{5}{2}-\alpha} \frac{1}{\sin(2\vartheta)} W(\vartheta, u, v) d\vartheta$$

L. Abe, A. Domiciano de Souza Jr., F. Vakili and J. Gay: Phase Knife Coronagraph



Fig. A.2. Power of point P applied to the the four integration areas described in the text.



Fig. B.1. The power of point P relative to the circle  $\{O, R\}$  can be defined for any point of the plan.

with,

$$W(\vartheta, u, v) = \ln \left\{ \frac{C(\vartheta, u, v) C(\vartheta + \pi, u, v)}{C(\vartheta + \pi/2, u, v) C(\vartheta + 3\pi/2, u, v)} \right\}$$

and referring to Fig. A.2,

$$W(\vartheta, u, v) = \frac{\overline{PA} \cdot \overline{PB}}{\overline{PC} \cdot \overline{PD}}.$$
(A.4)

One can recognize in  $\overline{PA} \cdot \overline{PB}$  or  $\overline{PC} \cdot \overline{PD}$  the power of point P relative to the circle which limits the pupil area (Fig. A.2): this is a constant that only depends on the position of point P (see Appendix B). It results in the logarithm argument being always equal to unity, thus cancelling A at any point (u, v) and for any values of  $\varepsilon$  and  $\alpha$ , even tending to zero. We conclude that the energy within the coronagraphic pupil for an infinite field is completely nulled.

#### Appendix B: Power of a point relative to a circle

By a point P of the plan which contains a circle of center Oand radius R, we draw a line intersecting the circle at points Aand B. The perpendicular to AB passing through O intersects the segment AB in its middle point M (Fig. B.1).

The product 
$$\overline{PA} \cdot \overline{PB}$$
 can be decomposed as,  
 $\overline{PA} \cdot \overline{PB} = \overline{PM}^2 + \overline{PM} \cdot (\overline{MA} + \overline{MB}) + \overline{MA} \cdot \overline{MB}$   
but,  
 $\overline{MA} + \overline{MB} = 0$   
and  
 $\overline{MA} \cdot \overline{MB} = -\overline{MB}^2 = -(\overline{OB}^2 - \overline{OM}^2)$   
 $\overline{PM}^2 = \overline{PO}^2 - \overline{OM}^2$ .  
Consequently,  
 $\overline{PA} \cdot \overline{PB} = \overline{PO}^2 - \overline{OB}^2 = L^2 - R^2$ 

where L is the distance of point P to O. This result shows that this product is independent of the initial line intersecting the circle, and is called the power of point P relative to the circle {*O*, *R*}.

Acknowledgements. L. Abe is grateful to R. Krawczyk and Alcatel-Space Industries/Cannes for supporting his PhD fellowship. A.Domiciano de Souza Jr. acknowledges CAPES - Brazil (contract BEX 1661/98-1) for financial support. APKC development is supported by the ASHRA-CNRS program in France. The authors would like to thank the following people for their assistance in the APKC laboratory prototype realization: P. Assus, Y. Bresson, F. Desenfant, A. Glintzlin, J.-L. Schneider, A. Spang and N. Thureau. This paper benefitted from critical discussions with C. Aime, L. Arnold, D. Bonneau, A. Labeyrie, D. Mourard, Y. Rabbia, R. Soummer, E. Thomas and D. Vernet.

#### References

- Abe, L., Vakili, F., & Boccaletti, A. 2001, A&A, 374, p1161-1168
- Beichman, A., Woolf, N. J., & Lindensmith, C. A. (ed.) 1999, Terrestrial Planet Finder, JPL Publication 99-3, Pasadena Colavita, M. 2001, AAS, 198, 5102C
- Gay, J., & Rabbia, Y. 1996, CR. Acad. Sci. Paris, t. 332, Série IIb, 665-271
- Glindemann, A., et al. 2000, SPIE Proc., 4006, 2
- Jerram, P., Pool, P., Bell, R., et al. 2001, Marconi Applied Technologies, Chelmsford, Essex, UK
- Leger, A., Mariotti, J. M., Mennesson, B., et al. 1996, Ap&SS, 241, 135
- Malbet, F., Yu, J. W., & Shao, M. 1995, PASP, 107, 386-398
- Mackay, C. D., & Tubbs, R. N. 2001, Sub-Electron Read Noise at MHz Pixel Rates, SPIE 4306 Conf. Proc., p289-298
- Monnet, G. J. 2000, SPIE Proc., 4008, 8
- Mouillet, D., Beuzit, J.-L., Chauvin, G., et al. 2001, in Workshop on Scientific Drivers for ESO Future VLT/VLTI Instrumentation, (Garching: ESO).
- Mountain, C. M., Gillett, F. C., & Oschmann, J. M. 1998, SPIE Proc., 3352, 2
- Nisenson, P., & Papaliolios, C. 2001, AJ, 548, L201
- Ollivier, M., Mariotti, J.-M., Léger, A., et al. 2001, A&A, 370, 1128
- Roddier, F., & Roddier, C. 1997, Publ. Soc. of Pacific, 109, 815
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, PASP, 122, 1479
- Trauger, J., Backman, D., Beichman, C., et al. 1999, Bull. Am. Astron. Soc., 31, 834
- Wizinowich, P., et al. 2000, PASP, 112, 315

# 5.8 Perspectives instrumentales

Les difficultés rencontrées lors de cette expérience m'ont conduit à mener une réflexion sur des solutions instrumentales réalistes pour améliorer l'efficacité d'extinction. Une première solution pour le contrôle d'alignement est un miroir de "tip-tilt" qui devrait idéalement être asservi indépendamment de tout autre système de contrôle en boucle fermée, par exemple une optique adaptative. Une seconde solution, faute de pouvoir bénéficier d'un miroir de tip-tilt très précis, pourrait consister à monter les deux couteaux du PKC (horizontale et verticale) sur des platines de translations simples. Ainsi il est concevable de pouvoir translater chaque couteau indépendamment l'un de l'autre pour compenser (en non corriger) l'effet de "tilt" dans chaque direction. L'amplitude du mouvement, de l'ordre de quelques microns en fonction de la taille de la tache de diffraction, reste dans la pratique tout à fait réalisable.

L'achromatisation du PKC peut être combinée avec différentes autres techniques comme la soustraction à échelle adaptée (**Racine et al. 1999** [102]).

# 5.9 Conclusion

La réalisation pratique du prototype du coronographe à couteau de phase s'est heurté des problèmes techniques, en l'occurrence pour la confection des lames de phase. Malgré cela, j'ai pu montrer que même dans ces conditions imparfaites, il était tout à fait possible de bien modéliser le comportement de l'instrument, ce qui permet d'extrapoler dans une certaine mesure le cas où les composants optiques seraient optimisés. Dans une certaine mesure seulement, puisque l'expérience fait apparaître plusieurs autres points qui devraient se révéler cruciaux, voire limitatifs, dans le cadre d'un instrument plus définitif.

Même dans des conditions très favorables que sont celles d'un laboratoire, des précautions sont à prendre pour bien qualifier les performances du coronographe, notamment aux vues de la turbulence atmosphérique ambiante. Ce point est discuté dans (**Ollivier et al. 2001** [91]) dans le cadre de l'expérience "nulling interferometer". Il est y notamment précisé que pour obtenir des extinctions supérieures à plusieurs milliers, la stabilisation en température et en pression est très importante afin de minimiser les effets de turbulence atmosphérique ambiante. Ce résultats est confirmé par l'expérience que j'ai menée puisque ces effets se sont effectivement révélés être la cause d'une dégradation sensible des performances.

Ce point fait apparaître la nécessité de très bien contrôler, ou du moins de bien estimer l'alignement de la source sur l'axe du coronographe et ce, en quasi temps-réel (à l'échelle de temps des fluctuations de la turbulence).

# Partie 2 Caméras à Comptage de Photons

# **Avant Propos**

Depuis peu, de nouvelles techniques commencent à émerger dans le domaine de l'imagerie à très faible flux de photons. Que ce soient les LLLCCD (Low Light Level CCD) qui peuvent travailler dans des conditions de comptage de photons, les STJ (Superconducting Tunel Junction) avec leur résolution spectrale intrinsèque, ou encore les SHBD (Spectral Hole-Burning Device) capable d'enregistrer l'équivalent de centaines de tera octets de données spatio-spectrales sur quelques millimètres carrés, ces technologies n'en sont pour l'instant qu'au stade expérimental et sont encore en cours de développement. Malgré tout, on peut penser qu'elles vont continuer à se développer dans les dix prochaines années pour le plus grand bénéfice de l'astronomie, entre autres. En attendant, d'autres méthodes bien moins coûteuses et largement étudiées depuis plus de 15 ans continuent d'être améliorées grâce aux développements techniques dans de nombreux secteurs.

La thématique directrice de mon travail de thèse a donné lieu à une réflexion plus générale que l'étude d'une technique unique en particulier, mais elle s'est articulée autour d'une logique de chaîne d'acquisition et de détection pour l'imagerie à haute dynamique. Bien que je me sois particulièrement concentré sur des réalisation techniques en coronographie et sur les caméras à comptage de photons, toutes deux s'inscrivent dans un contexte plus global dont l'objectif scientifique est l'observation d'objets faibles grâce à la haute dynamique.

Dans cette partie, je fais un état des lieux des détecteurs à comptage de photons utilisés en astronomie, en mettant à jour leurs principales limitations, et en particulier celles des détecteurs panoramiques. Afin de repousser ces limitations, je présente ensuite les divers choix que nous avons adoptés pour les composants d'un prototype de détecteur à comptage de photons à lecture rapide, réalisé et testé sur le ciel. Je mets en avant l'effort qui a été mis sur la simplification de l'architecture du système d'acquisition qui désormais servira de base aux futurs détecteurs.
# **Chapitre 6**

# Principes du comptage de photons

# 6.1 L'effet photo-électrique

Observé en 1887 par Hertz, puis démontré en 1905 par Albert Einstein, l'effet photoélectrique démontre la quantification de l'énergie des niveaux d'excitation d'un atome. L'expérience de Hertz utilisait une source lumineuse éclairant une plaque de zinc chargée négativement, laquelle se déchargeait lorsqu'elle était éclairée par un rayonnement ultra-violet. On put alors constater que l'énergie des photons de la source pouvait arracher des électrons à la matière (ceux-ci étant alors accélérés par le champ électrique, produisant un courant électrique mesurable).

Sans compter les électrons liés à des atomes isolés, les métaux et les semi-conducteurs, possèdent des électrons libres qui peuvent circuler dans les limites du réseau cristallin. Un électron peut s'échapper de ce réseau s'il acquiert une énergie W<sub>0</sub> suffisante, autrement appelée travail d'extraction. Un électron peut acquérir de l'énergie de diverses manières, par exemple s'il absorbe un quantum de lumière. Cette absorption se traduit par un gain en énergie potentielle, qui, si elle est supérieure à W<sub>0</sub>, permet à l'électron de s'échapper de son milieu d'origine. Ce phénomène est appelé effet photo-électrique externe ou émission photo-électronique. Bien entendu, si les quanta d'énergie sont inférieurs à W<sub>0</sub> alors aucun électron ne peut s'échapper. Par contre, s'ils sont supérieurs à W<sub>0</sub>, tous ne produisent pas l'effet photo-électrique. En effet, il existe un certain pourcentage de quanta qui permettent à un électron d'être chassé. C'est ce que l'on appelle le rendement quantique. Il varie selon le matériau utilisé et en général, il est inférieur à 50%.

Les métaux purs ont un travail d'extraction élevé, et ne conviennent donc pas pour des photocathodes prévues pour travailler à des longueurs d'onde supérieures à 300nm (comprenant donc le spectre visible). On a donc conçu à cet effet des matériaux à structures physicochimiques complexes qui assurent un faible travail d'extraction. Les plus répandus à l'heure actuelle sont le césium antimoine, les polyalcalins ou le césium oxydé, mais ils ont des rendements quantiques relativement faibles (<10%). Récemment, l'utilisation de d'arséniure de gallium (AsGa) ou dopé au phosphore (AsGaP) permettent d'atteindre des rendement de l'ordre de 40 voire 50%.

Si on désire réduire le travail d'extraction de certains matériaux pour pouvoir travailler à des longueurs d'onde plus élevées, on devient de plus en plus sensible aux sources d'excitation énergétiques faibles, comme par exemple l'échauffement thermique. Cet échauffement s'accompagne alors de l'émission de thermo-électrons, qui constituent un bruit d'obscurité thermo-ionique très important qui rend difficile la mesure des faibles courants photo-électriques.

# 6.2 Les tubes photo-multiplicateurs et les multiplicateurs d'électrons

Pour pallier le faible gain énergétique des photo-cathodes simples, on a conçu des dispositifs plus complexes qui permettent de démultiplier l'information générée par un photon incident. Il s'agit des tubes photo-multiplicateurs et des multiplicateurs d'électrons, qui démultiplient les photo-électrons dans un phénomène de cascade.

# 6.2.1 Tubes photo-multiplicateurs

Dans ce dispositif, imaginé dès 1918 avec la découverte de l'émission secondaire des électrons, on utilise une photocathode couplée à une succession de dynodes en cascade. Chaque électron venant frapper la paroi d'une dynode chasse à son tour plusieurs électrons. Le processus répété n fois confère au système un gain en terme de démultiplication de l'information de l'ordre de 10<sup>8</sup> à 10<sup>9</sup>. Ce genre de tubes n'est plus utilisé de nos jours.

#### 6.2.2 Les micro-canaux multiplicateurs

C'est en 1962 que Goodrich et Wiley fabriquent le premier micro-canal multiplicateur. Il est basé sur le principe du photomultiplicateur magnétique qui utilisait un champ magnétique pour orienter la trajectoire des photo-électrons dans un tube sous vide muni d'émetteur d'électrons secondaires. Le micro-canal est un tube de verre dont les parois sont couvertes d'un matériau à émission secondaire. En appliquant une différence de potentiel de quelques kV entre les extrémités du tube on obtient la multiplication des électrons. Goodrich et Wiley remarquèrent que le taux de multiplication ne dépendait pas du diamètre du tube, mais du rapport longueur/diamètre. Leur tube avait un diamètre de 0,56 mm et une longueur de 22 à 56 mm. Ces dimensions permettaient alors d'envisager un assemblage de plusieurs de ces micro-canaux à des fins d'intensification d'image.

Cette technologie est toujours utilisée actuellement dans ce que l'on appelle les galettes

**de micro-canaux (GMC)** et permet des gains de l'ordre de  $10^5$  à  $10^7$ , avec la possibilité d'empiler plusieurs GMC successivement dans le même tube intensificateur. Les canaux ont des dimensions de l'ordre de 6 à 12  $\mu$ m et permettent d'obtenir des images avec une résolution (exprimée en paires de lignes par mm, noté lp/mm) compatible avec les matrices CCD qui ont maintenant des résolutions typiques de  $500 \times 500$  à  $1000 \times 1000$  pixels. Aujourd'hui, les fabricants proposent des GMC ayant une résolution supérieure à 60 lp/mm.

# 6.2.3 Les intensificateurs de lumière

#### Principe de fonctionnement

Un tube intensificateur est composé d'un tube en verre à l'intérieur duquel on fait le vide (typiquement 10<sup>-4</sup> Pa), muni en entrée d'une photocathode (protégée par une fenêtre de verre ou de fibres optiques), et en sortie d'un écran de phosphore (lui aussi protégé en général par une fenêtre de fibres optiques). En appliquant une tension entre la photocathode et l'autre extrémité du tube, les photo-électrons issus de la photocathode sont accélérés et viennent heurter soit l'écran de phosphore, soit une (ou plusieurs) GMC intermédiaire(s). Dans ce dernier cas, les photo-électrons démultipliés impactent l'écran de phosphore produisant à son tour une gerbe de photons, en fonction du type de phosphore utilisé (voir **Tableau 7.4.1** et **Figure 7.3, page page 109**).

Dans les tubes de première (couramment appelés **Gen-I**) et de deuxième génération (**Gen-II**), des électrodes de focalisation électrostatique sont présentes et par conséquent la trajectoire des photo-électrons à l'intérieur du tube n'est pas rectiligne. On leur associe donc en général des fenêtres de fibres optiques (en entrée et en sortie du tube) avec une face interne concave, qui transportent l'image sans aberrations de focalisation. Cependant, les images issues de ces intensificateurs présentent typiquement de la distorsion en "coussinet" (**Figure 6.1**) dont les caractéristiques géométriques peuvent fluctuer en fonction de la stabilité des tensions des électrodes de focalisation. Les tubes Gen-II se caractérisent par la présence de une ou plusieurs GMC, ce qui augmente significativement leur gain par rapport aux tubes Gen-I (le gain est multiplié par  $\sim$ 1 000, mais varie selon le nombre de GMC utilisées).



Figure 6.1. Illustration de la distorsion en "coussinet" dans les intensificateur à focalisation électrostatique (image représentant des raies du spectre de la source de calibration de GI2T/REGAIN, caméra CP20).

#### Nouvelles générations d'intensificateurs

Plus récemment, les tubes **Gen-III** et **Gen-IV** ont fait leur apparition. Ils se caractérisent par une augmentation significative de l'efficacité quantique de la photocathode qui atteint 40 à 50% dans tout le spectre visible (400 à 900 nm), par le biais l'arséniure de gallium (AsGa) ou dopé au Phosphore (AsGaP). La **focalisation de proximité** (également présente dans les tubes Gen-II les plus récents, **Figure 6.2**) a contribué à faire disparaître les problèmes liés à la distorsion. Elle a en outre participé à la réduction de leurs dimensions, passant typiquement d'une profondeur de plus de 100 mm pour un Gen-II, à moins de 20 mm pour un tube Gen-III/IV. L'amélioration de la résolution des GMC permet de réduire le diamètre de ces tubes (de 25 à 18 mm) et par conséquent leur volume en est considérablement réduit.

Ces tubes sont équipés d'une **barrière anti-ions** qui prend la forme d'une grille, empêchant les ions<sup>1</sup> de remonter vers la photocathode et contribuent à détruire sa structure cristalline, réduisant ainsi sa durée de vie. Cependant la section efficace de transmission de cette barrière réduit aussi le passage des photo-électrons en aval. Cette perte est de l'ordre de 25 a 40% par rapport à l'efficacité primaire de la photocathode. Il existe des tubes qui ne présentent pas de barrière anti-ionique, mais ils ne sont pas actuellement disponibles au commerce, et sont utilisés pour les applications militaires : ce sont les tubes Gen-IV, bien que la technologie d'ensemble reste identique à celle des Gen-III. La différence réside dans la qualité du vide à l'intérieur des tubes qui sont alors quasiment exempts de résidus gazeux et ne produisent que très peu d'ions.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Les ions ont pour origine les molécules de gaz qui ont subsistées à l'opération de mise sous vide et qui finissent par s'ioniser au contact des photo-électrons issus de la photocathode.



Figure 6.2. Structure et fonctionnement d'un intensificateur de lumière à double focalisation de proximité (les électrons ont des trajectoires rectilignes).

# 6.3 Vers les CCD à comptage de photons

# 6.3.1 EBCCD

La technologie EBCCD (*Electron Bombardement CCD*) s'applique effectivement aux conditions de faible éclairement. Elle consiste à éclairer directement un CCD aminci<sup>2</sup> par l'arrière (*Back Illuminated CCD*) avec les photo-électrons émis par une photocathode. Les électrons sont accélérés entre la face de sortie de la photocathode et le CCD, et remplissent directement ses puits de potentiels. Un des problèmes majeurs de cette technique est que la durée de vie du capteur CCD est très réduite, à cause du bombardement direct des électrons. Des progrès récents dans la technologie ont permis d'améliorer les performances et la durée de vie de ces capteurs, mais leur coût et leur encombrement constitue encore un frein à leur diffusion.

## 6.3.2 LLLCCD

L'énergie véhiculée par un unique photon visible ou infra-rouge n'est en général pas suffisante pour être détectée par des récepteurs CCD ou CMOS conventionnels avec des rapports signal à bruit significatifs. La cause principale, déjà évoquée dans les paragraphes précédents, est l'émission thermo-ionique des matériaux photo-sensibles qui requiert une cryogénie très lourde pour s'en affranchir.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Le terme "aminci" désigne une opération qui vise effectivement à rendre plus fin (jusqu'à  $\sim$ 10-20  $\mu$ m) le substrat en silicium d'un capteur CCD, pour pouvoir l'éclairer directement par l'arrière. L'efficacité quantique est améliorée comparée à l'éclairement de face (surtout pour les courtes longueurs d'onde), dont la structure et les matériaux absorbent les photons. Cependant l'amincissement crée des franges d'interférence indésirables pour les longueurs d'onde du proche infrarouge.

Un moyen d'obtenir un signal suffisamment amplifié dans des conditions moins contraignantes a récemment vu le jour (2000). Il s'agit des CCD à démultiplication de charge, les LLLCCD (*Low Light Level CCD* ou *L*<sup>3</sup>*CCD*, Jerram et al. 2000 [60], Mackey & Tubbs 2001 [78]), autrement dit, les CCD pour faibles niveaux de luminosité, développées principalement par *Marconi Applied Technologies*<sup>3</sup>.

Ces CCD ont l'avantage de pouvoir fonctionner dans différents modes, selon le gain appliqué dans un registre de multiplication de charges électroniques. Sans aucun gain, le CCD opère en mode normal, et se comporte comme un CCD conventionnel.

Lorsqu'on augmente le gain, les charges électroniques sont démultipliées de manière à augmenter significativement le signal électronique **avant son passage dans l'amplificateur de sortie**, réduisant de fait la contribution du bruit relatif à ce dernier. Cependant dans ce mode, la statistique de la multiplication de charge est telle que la "détectivité" des photo-électrons primaires (i.e. avant multiplication) est réduite par un facteur  $\sqrt{2}$ . On peut traduire cette perte de détectivité par une baisse d'efficacité quantique globale du CCD par le facteur mentionné.

Enfin, dans un troisième mode, dit "à gain élevé" le bruit de lecture de l'amplificateur de sortie devient presque complètement négligeable comparé au signal issu de la démultiplication. Ce dernier mode est particulièrement bien adapté aux faibles flux lumineux, puisque la perte d'efficacité mentionnée pour le second mode de fonctionnement et alors complètement restituée. Par contre, il n'est pas possible de discriminer si plusieurs photons sont tombés sur un même pixel pendant une pose élémentaire, car la statistique de multiplication des charges ne permet pas de remonter au flux incident. Ce problème devient significatif lorsque le flux de photons devient trop important, c'est-à-dire lorsque en moyenne plus d'un photo-électron par pixel et par pose est créé.

Dans ce mode dit en comptage de photons, la cryogénie devient capitale si on veut espérer se débarrasser du bruit thermique engendré lui aussi au niveau des pixels. La **Figure 6.4** montre la courbe du nombre d'électrons par pixel et par seconde en fonction de la température. Pour atteindre un niveau de bruit comparable aux détecteurs à comptage de photons développé actuellement ( $\sim 10^{-4}$  photons/pix/s à -20°C), il est nécessaire de refroidir le L<sup>3</sup>CCD à une température inférieure à -100°C, tout comme les CCD plus traditionnels.

Les caractéristiques de fonctionnement de ces CCD sont très clairement décrites dans les deux articles mentionnés plus haut. Ces détecteurs promettent donc un développement radical dans les prochaines années et on peut penser que l'instrumentation astronomique pourra en tirer un très grand profit notamment pour les senseurs des Optiques Adaptatives, sans parler bien sûr de leur utilisation comme capteurs scientifiques dont un exemplaire a déjà fait la démonstration de son potentiel (**Baldwin et al. 2001** [14]) avec un L<sup>3</sup>CCD de 512×512 pixels (de 15  $\mu$ m). On peut également espérer que les développements des L<sup>3</sup>CCD s'orientent vers des capteurs de grande dimension de plus en plus rapides (on évoque actuellement des capteurs à 1000 images par seconde).

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>http://www.marconitech.com/Illccd/



Figure 6.3. Courbe d'efficacité quantique du CCD65 de Marconi Applied Technologies qui utilise la technologie L3CCDL<sup>3</sup>CCD.



Figure 6.4. Illustration de l'importance de la cryogénie pour les L<sup>3</sup>CCD (cas du CCD65 de Marconi Applied Technologies).

# 6.4 Détecteurs Spatio-Spectraux

# 6.4.1 Les STJ

Une des voies les plus prometteuses dans le domaine des capteurs à comptage de photons conservant la linéarité photométrique, sont les matrices utilisant la technologie STJ (*Superconducting Tunnel Junction*, **Perryman et al. 1993** [96], **Peacock et al. 1997** [93]). Les matériaux supraconducteurs utilisés ont la propriété de pouvoir démultiplier les électrons au sein même du matériau tout en conservant une linéarité photo-électronique qui en fait le détecteur quasi idéal pour le comptage de photons. Pour un quantum d'énergie **E = h** $\nu$  donné incident, le STJ va produire une quantité d'électrons proportionnelle  $\mathbf{N} \times \mathbf{h} \nu$ . De fait, les STJ ont une résolution spectrale intrinsèque (faible, de l'ordre de quelques dizaines dans le spectre visible) qui dépend de l'épaisseur de la jonction. Cependant, du fait de la large sensibilité spectrale de ces matériaux (de l'UV à 1,0  $\mu$ m), si deux photons de même énergie tombent en même temps sur le détecteur, il peut y avoir confusion avec un photon véhiculant une énergie deux fois supérieure. Autrement dit, pour conserver la linéarité photométrique, il convient de travailler sur des canaux spectraux bien adaptés pour lesquels la confusion est impossible, ou également en lumière "suffisamment" dispersée.

L'utilisation de matériaux supra-conducteurs impose une température de fonctionnement proche du zéro absolu (typiquement ~0,3 K), et nécessitent un refroidissement à l'hélium liquide. Actuellement, les matrices STJ ne dépassent pas 6 ×6 pixels (8 ×12 au stade expérimental) principalement à cause de l'encombrement spatial de chaque élément, puisque chacun est un détecteur indépendant à part entière, et chaque pixel doit donc disposer de sa propre électronique. Il n'existe toujours pas de solution technique à ce jour pour augmenter significativement la taille de ces matrices. Tout comme les L<sup>3</sup>CCD, des tests sur le ciel ont démontrés la pertinence de développer ce genre de détecteur pour l'avenir (**de Bruijne et al. 2002** [32], **Perryman 1999** [97], **Rando et al. 2000** [103]), et en particulier pour les applications spatiales (développements ESA/ESTEC).

#### 6.4.2 Les SHBD

Sous cet acronyme (**S**pectral Hole-Burning Device, **Keller et al. 1995** [62], **Keller et al. 1994** [61]) se cache là encore une technologie qui permet d'enregistrer l'information spatiale (pixels de l'ordre de 1  $\mu$ m) et spectrale (résolution spectrale de 0,001 nm) sur le même support et simultanément. Elle est, à l'origine, utilisée dans le cadre du développement des mémoires de masse optiques, puisque la quantité d'information stockée dans ce support est de l'ordre de la centaine de tera octets par cm<sup>2</sup>. Il ne s'agit cependant pas d'un procédé électronique en ce sens que l'information est enregistrée sur le support sensible (comme un négatif photographique), et que la lecture s'effectue a posteriori. Je ne développerai pas plus ces aspects puisque pour le moment ce type de détecteur n'offre pas la possibilité de restituer la dimension temporelle d'arrivée des photons, et que la largeur spectrale reste limitée (10 nm). Ce type de technique est donc particulièrement bien adapté à la spectro-imagerie.

# 6.5 Détection spatio-temporelle des photons

Les choix dans la manière de détecter les photons dans le temps et dans l'espace dépendent énormément d'un compromis entre complexité générale du système (électronique, optique, opto-électronique) et des contraintes imposées par l'application que l'on désire en faire. Il va de soi qu'une complexité accrue génère d'autant plus de postes d'erreurs potentiels. Les principales architectures que je décris ici peuvent être classées en 2 catégories : les systèmes panoramiques synchrones et les systèmes asynchrones par codage optique. Ces derniers bénéficient en générale d'une résolution temporelle théorique très élevée, mais qui reste malgré tout limitée par la chaîne d'intensification. La détection des photons utilise des photo-diodes à avalanche, ce qui en fait des caméras asynchrones. Les principales limitations de ces détecteurs sont intimement liées au processus de localisation spatiale de l'information et on rencontre des difficultés lorsque le flux de photons augmente.

Les détecteurs panoramiques, s'ils sont moins pénalisés quant à la coïncidence temporelle des événements, ont en général une résolution temporelle moins élevée (à cause de la technologie des composants CCD ou CMOS à haute fréquence de lecture). Cependant, les améliorations techniques de ces dernières années, notamment en terme de tubes intensificateurs de lumière (efficacité quantique et focalisation de proximité) et de capteurs CCD à lecture rapide et avec un grand nombre de pixels (supérieur à 512 ×512 pixels à plus de 100 im/s), ont justifié que je développe des caméras basées sur ce principe. Mais, cette stratégie de développement ne peut pas aboutir sans être accompagnée par une réflexion autour d'une nouvelle architecture d'ensemble qui comprend : la caméra proprement dite, mais aussi la transmission du signal brut, l'acquisition, le traitement (localisation des photo-événements) et l'enregistrement des données.

## 6.5.1 Diverses architectures

#### Caméra à anode résistive (RANICON)

Ce type de caméra utilise une anode résistive que vient frapper le nuage d'électrons produite par un empilement de galettes à micro-canaux. L'anode est en général une plaque d'un matériau résistif dont on mesure les tensions à ses quatre extrémités pour en déduire la position de l'impact. Les dernières versions de ces caméras utilisent un empilement de 5 galettes à micro-canaux disposées en chevron et en "Z" (**Clampin & Paresce 1989** [39]) de sorte de bénéficier d'un gain élevé, puisque la précision de la localisation de l'événement est proportionnelle au gain photo-électronique, et inversement proportionnelle à la distance qui sépare l'anode résisitive de la face de la dernière galette à micro-canaux. La résolution spatiale et temporelle théorique de la caméra sont respectivement de 1024 × 1024 points et de 10  $\mu$ s. En outre, elle ne devrait pas introduire de distorsion dans l'image. Cependant dans la pratique, ces spécificités ne sont pas complètement vérifiées et elle présente des limitations importantes sur plusieurs points :

- une sensibilité plus faible qu'une architecture à base de tube intensificateur (à cause du manque d'un accélérateur électrostatique en entrée)
- un flux maximal relativement faible dû à l'électronique de lecture (< 25 000 photons/s)
- des artefacts apparaissent lorsque le flux devient supérieur à ~10 000 photons/s causés par un effet de rémanence de l'anode, ce qui dans certaines conditions, nécessite de

réduire le flux.

Certains utilisateurs (**Prieur et al. 1997** [101]) observent même d'autres effets indésirables attribués à un mauvais réglage, mais qui limitent d'autant plus les possibilité de cette caméra (présence de distorsion et dimension de l'image variable dans le temps, imputables à la GMC).

#### Codage optique

L'approche qui consiste à ne détecter qu'un seul photon à la fois, mais avec une résolution temporelle très élevée a été mise en oeuvre avec la caméra PAPA (*Precision Analog Photon Address*, Papaliolios et al. 1985 [92], Lawson 1994a [70], Lawson 1994b [71]). Le principe consiste à projeter l'image de l'événement sur des masques qui codent la position de l'événement et derrière lesquels se trouvent des photodiodes à avalanche. Plus précisément, l'image du photo-événement lumineux est collimatée en un faisceau parallèle. Derrière le collimateur on place N lentilles qui vont reformer l'image de l'événement sur les N masques. Enfin, un dernier jeu de lentilles collimatrices injectent les N faisceaux vers autant de photodiodes à avalanche qui seront ou non éclairées en fonction du code de position déterminé par les masques.

Chaque masque a une géométrie différente et représente un bit décrivant la position x ou y de l'événement. En augmentant le nombre de masques, on augmente la résolution de la caméra. Les masques utilisent le code binaire Gray (à chaque incrément, seul un bit change d'état) de sorte que les erreurs de codage introduisent le minimum d'erreur sur la position (en l'occurrence ici, l'erreur de position dans les cas les moins favorables n'est que d'un seul pixel). Les modèles de caméra PAPA les plus avancés ont une résolution théorique de 1024×1024 pixels, fonction du nombre de photodiodes, mais les résultats les plus convaincants ont été obtenus avec des caméras de 256×256 pixels (**Papaliolios et al. 1985** [92]).

Les difficultés de mise en oeuvre de ce dispositif (opto-électronique) réside dans l'alignement et le positionnement correct de tous ses éléments (optiques, masques), dans le réglage de l'électronique derrière chaque photodiode, en ajoutant des problèmes liés intrinsèquement au concept, comme le vignettage des optiques. Ces défauts et leur symptômes sont bien connus (**Lawson 1994a** [70]), mais la nécessité de nombreux réglages en rendent l'utilisation peu pratique. Ce concept a l'avantage de produire des images avec une résolution temporelle élevée et avec bonne linéarité photométrique (jusqu'à 100 000 photons/s), mais ses artefacts (motif quadrillé très important) dégradent considérablement la qualité des images.

#### Le concept DELTA

La caméra **DELTA** (*Detector Enhancement by Linear projection on Three Axes*, **Morel 1999**) est inspirée du concept de la MAMA. Elle utilise également un système de codage mais moins complexe dans son architecture opto-électronique. De la même manière, un étage d'intensification primaire est utilisé en entrée de la caméra. Ensuite, un triplet d'optiques cylin-

driques produit trois images anamorphosées de la face de sortie de l'intensificateur, qui sont projetées sur trois barrettes CCD linéaire de 1024 pixels lues à très haute fréquence (400 kHz) sur 16 sorties, et disposées selon trois axes à  $120^{\circ}$  les uns des autres. Chaque photoévénement produit un spot lumineux sur chaque barrette (coordonnées [**a**,**b**,**c**]) et leur localisation bi-dimensionnelle est alors déterminée de manière unique (Figure 6.5), car on démontre que ce triplet doit vérifier la relation **a+b+c** = 0.



Figure 6.5. Principe des projections de la caméra DELTA. La coordonnée (a,b,c) sur chaque CCD linéaire localise le photo-événement.

Lorsque plusieurs photons arrivent simultanément, la condition de la somme nulle est toujours vérifiée ce qui implique de retrouver dans la liste de coordonnées projetées, celles qui vérifient la relation. Cependant, des erreurs peuvent survenir qui sont soit liées à la discrétisation induite par l'utilisation des CCD (la condition de somme nulle doit être modifiée en une condition de seuil), soit à l'augmentation trop importante du nombre de photons (plus de trois par image) qui introduit une confusion dans la détermination des coordonnées. Le traitement a posteriori de ces coordonnées permet de "nettoyer" les coordonnées douteuses, mais au prix d'une perte de l'efficacité de comptage. La mise en oeuvre du concept est en cours, avec un prototype utilisant deux axes de projection : la caméra **Descartes**.

#### 6.5.2 Les capteurs panoramiques

#### ICCD avec enregistrement analogique

Plusieurs caméras de type "CCD intensifiés" sont utilisés en astronomie, et ont donné de nombreux résultats surtout en interférométrie des tavelures. En général le signal vidéo est enregistré sur bande vidéo (**McAlister et al. 1987** [83], **Aristidi et al. 1997** [11]), ou sur un support numérique (**Baier & Weigelt 1983** [13], **van Elst et al. 1992** [45]), et traité numériquement à posteriori. Certains systèmes de traitement autorisent une analyse des images (centrage de photon par exemple) juste après l'acquisition, et les données compressées sont stockées sur des mémoires de masse pour une analyse plus fine ultérieure. Ce système montre son utilité pour les observations où la méthode et le type d'analyse des images est très répétitif (cas par exemple des observations d'étoiles binaires par interférométrie des tavelures).

### CP40 et centrage de photon électronique

Développée par Alain Blazit (**Blazit 1988** [23]) au début des années 80, la caméra CP40 est du type CCD intensifié, mais avec un système de détection et de centrage de photon électronique en temps réel. C'est une caméra synchrone, puisque sa cadence d'image est définie par le signal vidéo issu de quatre CCD ( $384 \times 288$  pixels) au standard CCIR (durée d'image de 20 ms). Deux intensificateurs, respectivement de 1<sup>ère</sup> (40 mm) et de 2<sup>ième</sup> (50 à 40 mm) génération, sont directement couplés en cascade (gain de l'ordre de  $10^6$ ), qui confère à la caméra une efficacité quantique inférieure à 10%. L'intensificateur de tête est muni d'une photocathode S20 étendue au rouge (sensibilité de 400 à 850 nm). L'image intensifiée est alors transportée vers les 4 CCD par un entonnoir à fibres optiques sur lequel 4 barreaux de fibres optiques sont assemblé. Les horloges des capteurs sont synchronisées, de sorte à former une image équivalente à un capteur de 768 × 576 pixels. Le signal vidéo est transmis vers un rack électronique qui numérise les images et sélectionne les événements par seuillage et détection de fronts montants et descendants. Lorsqu'un événement est validé, un "centreur de photon" calcule la coordonnée [x,y] du photo-événement avec une précision théorique du quart de pixel (**Blazit 1988** [23]).

Cette caméra à largement été utilisée en interférométrie des tavelures, si bien que deux versions ont été réalisées. Jusque très récemment, ces caméras ont équipé le GI2T, les tavélographes SPID (**Tallon et al. 2000** [114]), occasionnellement PISCO (**Prieur et al. 1997** [101]) et également le tavélographe différentiel (**Petrov et al. 1992** [98]).

Aujourd'hui, le vieillissement des composants électroniques s'est accéléré, au point de constituer un véritable frein à l'exploitation de la CP40. Celle utilisée au GI2T a tout récemment été enlevée suite à des pannes répétitives qui ne pouvaient plus permettre son utilisation dans des conditions raisonnables (réponse des CCD instable et non homogène entre les 4 canaux, problème dans la génération des coordonnées de photons).

# **Chapitre 7**

# Vers une nouvelle architecture pour les caméras à comptage de photon

# 7.1 Introduction

Dans le cadre de mes recherches en imagerie à haute dynamique, et au vu de l'expérience des chercheurs dans le développement de caméras à comptage de photons panoramiques à l'OCA et plus particulièrement au sein du GI2T (Alain Blazit, Farrokh Vakili, Daniel Bonneau), il était opportun de considérer de manière concrète la réalisation d'un détecteur à comptage de photons rapide. Mon implication dans le développement de ces techniques d'imagerie, entre autres dans une expérience des "*Dark Speckles*" (Boccaletti et al. 2000a [26]) et la coronographie par couteau de phase (Abe et al. 2001a [4], Abe et al. 2002 [7]) ont été également des facteurs décisifs dans la mise en œuvre de ce projet.

D'autre part, la communauté astronomique française a exprimé à plusieurs reprises son soutien pour ces développements sur les détecteurs (menés à l'OCA, mais aussi à l'Observatoire de Lyon et à l'Observatoire Midi-Pyrénée), car elle y trouve bien entendu son intérêt au niveau des résultats scientifiques qu'elles peut en tirer. L'interféromètre GI2T/REGAIN est également demandeur de nouveaux détecteurs à comptage de photons et a de fait pu bénéficier directement du résultat de mes travaux. Ce fut pour moi un test "grandeur nature" et qui s'est révélé très positif puisque deux détecteurs issus de ce projet sont désormais installés au foyer de l'instrument.

D'un point de vue plus technique, ce développement était déjà amorcé au début des années 1990, avec la réalisation d'une première version inachevée de la caméra Algol, laquelle m'a servi de base pour le prototypage de la caméra rapide. J'ai moi-même pu utiliser à plusieurs reprises la caméra CP20, jumelle d'Algol, mais les limitations intrinsèques du système d'acquisition m'ont conduit à élaborer une réflexion en vue de l'améliorer. C'est surtout au vu des performances technologiques actuelles en matière d'imagerie (caméras CCD) et de capacité de traitement de donnée (ordinateurs PC) qu'il a été possible de concrétiser un détecteur dont les performances sont au moins dix fois supérieures à celles auxquelles nous avions affaire. Ces possibilités avait déjà été envisagées notamment par **Isabelle Percheron** (**Percheron 1992** [95]), mais les possibilités techniques n'étaient pas encore tout à fait suffisantes.

# 7.2 La caméra CP20

#### 7.2.1 Bref Historique

Cette caméra a été construite par Farrokh Vakili à la fin des années 1980, au départ conçue pour l'Interféromètre à 2 Télescopes (I2T) du plateau de Calern, et ensuite dans le but de pouvoir être utilisée de façon relativement autonome pour des missions d'observations nécessitant un détecteur sensible. Elle a été construite sur le modèle de la caméra CP40, mais avec un champ réduit de 22,5 mm et équipée d'une matrice CCD unique de 384×288 pixels, identique à ceux de la caméra CP40. Tout comme cette dernière, elle est constituée de deux étages d'intensification respectivement de 40 mm, mais de 25 mm, couplés directement en cascade, d'où un champ effectif de 25 mm (**Figure 7.1**). Un entonnoir à fibres optiques de 22,5 mm réalise le transport de l'image de l'écran de phosphore vers le CCD, lui aussi doté d'une fenêtre de fibres optiques.

La photocathode de tête est refroidie par le biais d'un doigt métallique plongé dans un réservoir d'azote liquide. La température de fonctionnement de -20° C garantit un bruit thermique de 5 10<sup>-4</sup> événements/pixel/s.



Figure 7.1. Schéma de la caméra CP20.

Avant que ne soient entreprises les diverses améliorations de ce système (**Abe et al. 1998** [1]), les données de la caméra CP20 était gérées par ordinateur Commodore Amiga équipé d'une carte d'acquisition dédiée. Elle était en charge de l'acquisition des photons centrés issus du "centreur de photons" câblé (réplique de celui de la CP40), et de leur stockage.

La dernière mission d'observation avec cette configuration se déroula en octobre 1997

à l'Observatoire de Haute Provence lors de l'exploitation de l'optique adaptative **BOA** (Banc d'**O**ptique **A**daptative) de l'**ONERA**<sup>1</sup>. Malgré de mauvaises conditions d'observation, quelques nuits ont néanmoins donné des résultats significatifs (**Boccaletti et al. 1998b** [25], **Chesneau et al. 2000** [37]), mais la principale limitation liée au système d'acquisition de la caméra CP20 fut l'enregistrement des données. D'autres restrictions liées à l'électronique câblée dite de "centrage de photon" sont décrites dans les paragraphes suivants.

Cette caméra a également donné lieu à une publication (**Boccaletti et al. 2000a** [26]) lors d'une mission à l'ONERA en 1998, sur leur banc de test atmosphérique de BOA, pendant laquelle j'ai pris en charge la caméra et son système d'acquisition que j'avais déjà amélioré (voir **§7.5**).

## 7.2.2 Centreur de photons électronique

Conçu pour la caméra CP40, ce "centreur de photons" électronique a été répliqué pour la CP20, et se charge de générer les coordonnées des photo-événements arrivant sur les 4 CCD de la caméra. Ce système, conçu par A. Blazit (**Blazit 1988** [23], **Foy 1988** [50]) a subi plusieurs modifications pour pallier notamment les limitations en flux de photons. L'électronique vieillissante de ce système complexe à entretenir et à améliorer a très vite orienté mon effort vers son amélioration et finalement à son remplacement.

# 7.3 Les défauts des centreurs de photons

# 7.3.1 Les artefacts du centrage de photon

## Le "trou du centreur"

Le processus de centrage de photons, ou plus exactement l'extraction des photo-événements, engendre des biais lors de la restitution de l'information photonique. Le plus important d'entre eux est le biais de photons, qui résulte d'une part de la non linéarité photométrique du détecteur (voir plus loin) mais aussi du processus de sélection des événements.

Ce processus élimine toute information relative aux fréquences spatiales très élevées. Dans notre cas, l'extraction consiste à détecter un maximum local au sens strict du terme (ce qui permet, dans une certaine mesure d'éliminer les événements causés par les ions, ceux-ci étant largement plus intenses et étendus spatialement). Cette méthode utilise au minimum une zone de  $3\times3$  pixels. Dans ce cas le pixel central de coordonnée [i,j] sera compté comme événement, mais tous les pixels adjacents (ou au moins ceux situés en [i-1,j], [i+1,j], [i,j-1] et [i,j+1]) ne peuvent pas être pris en compte (ils ne sont jamais des maxima locaux).

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Office National d'Etude et de Recherche Aérospatiales.

L'élimination de cette fréquence spatiale correspondant à un 1 pixel dans au moins deux directions produit un déficit de fréquences dans le spectre de puissance des images. Ce phénomène est plus couramment appelé "le trou du centreur" (**Foy 1988** [50], **Thiébaut 1994** [116], **Hoffman 1993** [58]). Plusieurs méthodes ont été proposées pour corriger ce trou (**Hoffman 1993** [58], **Berio et al. 1998** [20]), mais la difficulté réside dans le fait que la forme du trou dépend énormément des conditions de flux, et son comportement à certaines positions clés du spectre de puissance est mal connu. Ce problème est très délicat en particulier pour le traitement des données en interférométrie (e.g. tavélographie, interférométrie à longue base), comme le montre la **Figure 7.2** où j'ai simulé plusieurs poses en comptage de photons au foyer du spectromètre de l'interféromètre GI2T.



Figure 7.2. Le "trou du centreur" se manifeste par un déficit de fréquences spatiales élevées (1 pixel), particulièrement bien visible ici dans l'auto-corrélation moyenne de 420 interférogrammes simulés (gauche) et son effet dans le spectre de puissance moyen (image de droite, transformée de Fourier de l'image de gauche). Le flux de moyen est ici de 2000 photons par pose.

#### Les photons doubles

Dans les centreurs utilisés pour les caméras CPxx, l'électronique câblée produit des effets indésirables. Le plus courant est la génération d'événements dédoublés, qui ne devraient théoriquement pas exister. Les fréquences spatiales affectées sont variables et il est difficile de corriger parfaitement ses effets dans les séquences d'images. Cependant, les événements séparés d'un seul pixel peuvent être traités plus facilement puisque le centreur de photons utilise un algorithme de détection d'événement basé sur l'identification des maxima locaux. L'effet déterministe qui produit le "trou du centreur" n'est alors plus vérifié. Il existe diverses solutions à ce problème, comme par exemple d'éliminer systématiquement le second photon dans une paire adjacente, et toujours dans la même direction, ou encore de remplacer la paire de photons par un seul photon occupant le barycentre du couple. Des améliorations dans l'électronique de centrage ont permis de réduire ces effets, mais sans les supprimer totalement.

Pour le centreur électronique de la caméra CP20, les effets étaient encore pires, puisqu'il n'y avait pas de marqueur d'image.

# 7.4 Les biais inhérents à l'architecture du détecteur

# 7.4.1 Les photons rémanents

La gerbe d'électrons multipliée dans la galette de micro-canaux provoque une excitation durable du phosphore en sortie du tube intensificateur. La rémanence des phosphore est généralement fonction de l'exposition à une source lumineuse et pendant un laps de temps donné. Les caractéristiques des écrans de phosphore les plus couramment utilisés sont donnés dans le **Tableau 7.4.1** et leur sensibilité spectrale représentée sur la **Figure 7.3**.

Dénomination	Temps de Rémanence		
	Typique $ ightarrow$ 10%		
P20	2 ms		
P43	1 ms		
P46	<b>0,3</b> μs		
P47	0,11 μs		

Tableau 7.1. Caractéristiques temporelles de quelques phosphores les plus courant.

Dans notre application, pour pouvoir tenir compte de la rémanence, il faut considérer la brillance moyenne des événements et sa statistique. Le détecteur sera d'autant plus sensible à la rémanence que l'écart type des fluctuations de gain des tubes intensificateurs (donc de brillance des événements) sera important.



Figure 7.3. Emission spectrale de différents phosphores utilisés dans les tubes intensificateurs.

# 7.4.2 Non linéarité photométrique & coïncidence spatio-temporelle

Le gain des intensificateurs de lumière peut fluctuer en raison soit du processus de multiplication des charges électroniques dans les galettes de micro-canaux (lorsqu'il y en a), soit des instabilités des hautes tensions ou des deux à la fois. Le processus de démultiplication par cascades collisionnelles dans les micro-canaux a une statistique qui dépend du nombre de galettes présentes.

Lorsqu'il n'y a aucune ou une seule GMC, la statistique de la brillance des événements ne permet pas de remonter au flux incident réel. Dans ce cas, on est confronté au problème de coïncidence spatio-temporelle non perceptible, qui a pour effet d'induire une perte d'information. En particulier pour les caméras à comptage panoramiques de type CCD intensifié comme les CPxx, la détection des photons est de type tout ou rien, c'est-à-dire qu'un photo-événement détecté est compté comme un photon unique, ce qui a priori est incorrect.

# 7.5 Amélioration du système d'acquisition : la caméra CP20++

Un premier pas a été franchi à l'occasion de mon stage de D.E.A. en 1998. On m'avait confié la tâche de remplacer l'Amiga par un PC plus puissant (équipé d'un processeur AMD K6 à 233 MHz) et équipé d'une carte d'acquisition de données National Instrument qui était chargée de lire les mémoires FIFO du centreur de photons (**Figure 7.4 et 7.5**). De toute évidence, cet ensemble était surdimensionné pour la simple tâche d'acquérir des coordonnées de photons à la cadence de 100 000 photons par seconde, c'est-à-dire un débit équivalent à 400 kilo octets (Ko) par seconde (alors que la carte NI-DAQ DIO-32HS supporte jusqu'à 20 méga octets par seconde). Pour exploiter au maximum les capacités de ce nouvel ordinateur, j'ai non seulement réalisé une interface graphique utilisateur complète, mais j'ai également ajouté plusieurs outils de traitement et de diagnostic en temps réel. Ce système d'acquisition a notamment été utilisé à l'ONERA lors de tests en laboratoire de la technique de "Dark Speckles" (**Labeyrie 1995** [68]), qui a donné lieu à un article (**Boccaletti et al. 2000a** [26]).



Figure 7.4. La caméra CP20+ avec son système d'acquisition et de traitement de données en temps réel.



Figure 7.5. Architecture du système d'acquisition de la caméra CP20 améliorée. Les seules améliorations furent le remplacement du PC d'acquisition et l'ajout d'une transmission du signal vidéo par fibres optiques.

# 7.5.1 Mission d'observation par tavélographie et tavélographie différentielle au Brésil

Ce même système a été utilisé en juin 1999 lors d'une mission d'observation au Brésil à l'observatoire national du Pico dos Dias (télescope de 1m60). Cette mission de tavélographie (**Labeyrie 1970** [66], [29]) utilisait un tavélographe bi-canal couplé à la caméra CP20 dans sa version améliorée (transmission des signaux vidéo par fibre optique). J'avais également amélioré le programme d'acquisition (baptisé **PHOCUS** (*PHOton CoUnting System*) pour qu'il soit capable de calculer en temps réel des auto ou inter-corrélations entre les deux canaux du tavélographe.

# 7.6 Développement d'un système de centrage de photons à base de DSP

L'avancement du développement des nouvelles caméras devait passer par un système capable d'effectuer le centrage de photons de manière rapide et fiable. Parmi les choix possibles de capteurs CCD qui pourraient convenir à nos besoins, le CCD17 de EEV était l'un d'eux, au même titre que la caméra numérique DALSA CA-D6 (voir §4.3.2). Ne désirant pas ralentir l'avancement du projet, une solution retenue pour traiter les données provenant d'une de ces caméra fut d'adopter une carte du commerce à base de processeurs **DSP**<sup>2</sup> Texas Instrument C6201. En effet, un tel système pourrait fonctionner de manière relativement autonome par rapport aux processeurs d'un ordinateur PC, et recevrait les données numérisées provenant de l'électronique de la caméra, ou d'une carte de numérisation.

Afin d'interfacer cette carte au CCD, la solution proposée par Alain Blazit était de transmettre les données via une liaison fibre optique à haut débit, et d'utiliser un microcontrôleur de type **FPGA** (*Frame Programmable Gate Array*) qui ferait l'interface entre le récepteur de données par fibres optiques et la carte DSP. Pour développer le code qui gère la détection et le centrage de photons je me suis basé sur les spécifications suivantes : format d'image de 512×512 pixels, cadence de lecture de 140 images par seconde, soit un flot de données équivalent à 37 Mo/s.

# 7.6.1 Description de l'architecture à base de DSP

Pour soutenir le traitement ce débit de données important, notre choix s'est porté sur une carte du commerce (Blue Wave Systems) comportant 2 processeurs DSP Texas Instrument, de la gamme C6x (le C6201). Chacun est cadencé à 200 MHz et est capable d'exécuter 8 instructions simultanément. Le constructeur annonce donc la puissance de calcul théorique de 1600 MIPS (Million d'Instruction Par Seconde) par processeur. Bien entendu, ces performances ne peuvent être atteintes que ponctuellement et si l'on réussit à tirer partie de l'exécution simultanée des 8 instructions. Hormis les performances du processeur et les difficultés de programmation en parallèle que j'aborderai plus loin, chaque processeur est équipé en interne de 64 Ko de RAM programme et de 64 Ko de RAM données, le tout accessible par 4 canaux DMA. La carte bi-processeurs dote chacun d'entre eux de 16 Mo de mémoire SDRAM, de 512 Ko de mémoire DRAM partagée et de divers ports d'entrée/sortie et de communication (port série). Le choix de cette carte a également été motivé par la présence du port PMC (PCI Mezzanine Card) qui, comme son nom le laisse suggérer, adopte le standard PCI et par lequel il était prévu de faire transiter les données vers les processeurs. L'architecture de cette carte est représentée sur la Figure 7.6, ainsi que celle de l'ensemble du système d'acquisition (Figure 7.7) baptisé CP20++.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Les DSP (*Digital Signal Processors*) ont été principalement développés pour les applications qui nécessitent un traitement en temps réel de données numériques. On retrouve ces processeurs par exemple dans les applications de reconnaissance vocale ou de traitement vidéo.



Figure 7.6. Architecture de la carte bi-DSP C6600 (Blue Wave Systems), équipée des processeurs TMS-C6201 fonctionnant à 200 MHz.



Figure 7.7. Architecture du système d'acquisition de la caméra CP20 à base de processeur DSP. Le PC hôte est un bi-processeur (Pentium II 300 MHz, 512 Mo de mémoire).

# 7.6.2 Optimisation du code

Il y a deux aspects à considérer pour cette application et qui sont tous les deux du ressort du parallélisme : les processeurs eux-même ont des architectures parallèles, et il y en a deux, qu'il faut faire travailler en même temps, d'où le problème supplémentaire de la synchronisation des tâches à effectuer.

La solution que j'ai décidé d'adopter consiste à faire travailler les deux processeurs indépendamment sur deux zones distinctes de l'image, ce afin de me soulager d'une possible synchronisation inter-processeur plus élaborée. Chaque processeur exécute 4 "passes" pour traiter la totalité de l'image, en raison de la taille limitée de la zone mémoire interne à chaque processeur qui est de 64 Ko.

Les étapes de déroulement de l'algorithme à partir de la réception d'une image par la carte de numérisation sont regroupées ci-après. J'ai figuré en gras le niveau matériel où se déroule l'opération.

# Carte de numérisation

■ 1 Acquisition d'une image à interruption logicielle vers la fonction de rappel (callback) Carte de numérisation à PC

**2** Exécution de la fonction de rappel

PC ► CarteDSP

■ 3 Chargement des données numérisées dans une zone mémoire tampon sur la carte DSP

■ 4 Lancement d'une interruption matérielle vers la carte DSP Carte DSP

**5** Détection de l'interruption et branchement vers la fonction de rappel sur les

# DSP

- 6 Déclenchement de la tâche de centrage de photons
  - Carte DSP ► Processeur DSP
  - **7** Un des processeur prend la main pour accéder à la mémoire tam-

pon

■ 8 Chargement d'une zone de mémoire dans la mémoire interne du

processeur DSP

■ 9 A la fin de ce transfert, le second processeur DSP prend a son tour la main pour accéder à la zone mémoire tampon et effectue la même opération

■ 10 Pendant ce temps le processeur 1 centre les photons, i.e. il génère les coordonnées et les stocke provisoirement dans sa propre mémoire de données... Ce cycle se répète jusqu'à avoir analysé toutes les zones de l'image

■ 11 Quand un processeur en a terminé avec la génération de toutes les coordonnées, il les transfère en bloc vers la zone de mémoire tampon

Processeur DSP ► Carte DSP ► PC

■ **12** Il envoie une interruption matérielle à l'ordinateur hôte pour signaler qu'il a terminé avec sa tâche

■ 13 L'interruption déclenche un branchement logicielle vers une fonction de retour

spécifique à la carte DSP

PC ◀ Carte DSP

14 Les coordonnées sont alors chargées de la zone de mémoire de la carte DSP vers celle du PC

■ 15 Le PC attend que le second processeur DSP signale la fin de sa tâche (même cycle qu'en 11)

Une fois ce processus terminé, les coordonnées de tous les photons de l'image se retrouvent dans la mémoire du PC et sont prêtes pour être traitées et/ou enregistrées.

Le principal écueil à éviter lors du traitement des images numérisées est la perte de temps due à un mauvais algorithme de détection des zones où se trouve un signal pertinent, en l'occurrence, les photo-événements. Avec un débit de données de 36 méga pixels par seconde, la tâche d'extraction des photo-événements ne doit pas dépasser les 7 ms fatidiques (durée d'une trame). En fait, cette durée de détection doit être bien inférieure à 7 ms puisqu'une fois détecté, l'événement doit être traité plus ou moins finement (extraction de la coordonnée, ou centrage plus élaboré, stockage en mémoire, etc.) et consomme plus de temps que la tâche détection.

Autrement dit, la tâche de détection s'exécute en un temps incompressible (puisque qu'elle traite aussi les images sans photons), et fixe donc la taille maximale du code de centrage de photons, exprimée en cycles de processeur, et par conséquent le flux maximal de photons. L'algorithme de détection, réduit à sa plus simple expression, consiste en un seuillage puis en une comparaison de chaque pixel avec ses plus proches voisins pour valider ou non s'il s'agit d'un maximum local. Une fois validée, la coordonnée de ce maximum est générée et stockée dans une mémoire tampon avant d'être transférée vers le PC hôte.

La tache d'extraction de l'événement est donc cruciale et m'a demandé un effort considérable de programmation. De plus l'outil de programmation en C fourni avec les processeurs DSP (Code Composer) était sensé optimiser le code en assembleur afin d'exploiter au maximum le parallélisme des processeurs. Cependant il n'en fut rien, et je me suis alors consacré à l'optimisation du code directement en langage assembleur sans passer par le compilateur C. J'ai donc réussi à réduire le temps de détection à 12 cycles d'horloge pour traiter 4 pixels de l'image simultanément, soit 15 ns par pixel. Pour une image complète de 512×512 pixels, il y a donc environ 3,8 ms de temps incompressible (ou  $\sim$ 1,9 ms par processeur). L'implémentation subséquente de l'algorithme d'extraction du maximum local d'un photo-événement détecté occupe environ 18 cycles supplémentaires. Donc, si on considère un flux moyen de 10 000 événements par image, le temps supplémentaire d'exécution de l'algorithme sera de 0,9 ms, soit au total 4,8 ms (ou 2,4 ms par processeur). Cette estimation du temps d'exécution ne prend pas en compte les interactions avec les autres composants du système, c'est-à-dire les communications avec l'ordinateur hôte, les interruptions éventuelles indiquant le début ou la fin d'une image ou les temps de transfert de la mémoire de la carte vers la mémoire du PC une fois les coordonnées de photons calculées.

Au départ, il avait été prévu que les données arrivent directement sur un port (le port PMC) de la carte DSP, et qu'un signal de départ soit communiqué aux processeurs par le biais d'une interruption matérielle. Une fois une image traitée, la carte DSP devrait se charger, soit de stocker des coordonnées dans sa mémoire propre (chaque processeur dispose de 16 Mo de mémoire), soit de les transférer directement au PC via une zone de mémoire tampon, sachant que le débit de données "centrées" représente, pour 10 000 événements 140 fois par seconde, ne représente que 5,6 Mo/s de données (les coordonnées étant codées sur 4 octets), alors que le bus PCI est censé supporter un débit de 66 Mo/s.

L'algorithme et des explications supplémentaires sur la programmation figurent dans l'**Annexe B** (**page B**). Dans cette version de base, le code génère une coordonnée du maximum du photo-événement sans effectuer de centrage plus élaboré.

# 7.6.3 Tests des algorithmes

Les algorithmes développés en assembleur ont été d'abord testés sur des données simulées, tel que le montre la **Figure 7.8**. Ces images (512×512 pixel) ont été générées en utilisant différents taux de photons, et avec des zones plus ou moins denses.



Figure 7.8. Image simulée de 512×512 pixels, comportant ~1000 photo-événements (FWHM de 1,5 pixels), qui a servi de test au développement des programmes de la carte DSP. Ces images m'ont permis d'évaluer le temps total de traitement d'une image entière, y compris les temps de transfert entre les différentes zones de mémoire.

Lors de l'avancement du projet et en particulier à la suite de mon travail sur le code DSP nous avons acquis la caméra MICAM VHR-2000 sur laquelle j'ai décidé de tester mes algorithmes, et également tenter de tester la possibilité de centraliser le maximum de fonctions dans un ordinateur PC. Cette solution nécessitait également le numériseur d'image 'frame grabber' chargé de transférer l'image dans la mémoire du PC, faute de ne pouvoir directement la transférer dans la mémoire de la carte DSP par l'intermédiaire du bus PCI. Une fois validés, les algorithmes peuvent traiter n'importe quelle dimension d'image, du moment qu'on ne dépasse pas la taille maximale des différentes zones de mémoire de la carte DSP. On peut aussi envisager d'utiliser les zones de mémoires externes (de type SDRAM) à chaque processeur pour augmenter la capacité de traitement.

# 7.7 Article paru dans SPIE Proceedings

Cet article fait suite à une communication orale présentée au colloque SPIE, "Astronomical instrumentation and Telescopes" qui s'est déroulé en juin 2000. Sur la base de mon travail pour le développement des caméras rapides (surtout relatif au chapitre **9**), il fait un état des lieux du projet, et présente les perspectives pour le futur. Ma contribution au GI2T transparaît également dans l'article.

# New generation of photon counting cameras

## Abe L.\*, Blazit A., Vakili F.

Observatoire de la Côte d'Azur, UMR 6528/Département Fresnel, ISA team, 2130 route de l'Observatoire, Caussols, F-06460 Saint-Vallier de Thiey

#### Keywords: photon-counting, real-time processing, interferometry

#### ABSTRACT

We describe the current status of photon-counting cameras developped at Observatoire de la Côte d'Azur for ground-based interferometry. The development aims at improving both the time and spatial resolutions of our detectors using fast intensified CCD chips (140 frames/second readout rate), real-time pattern analysis techniques for super spatial resolution implemented on multi-DSP boards. The on-line processing includes a quick look-up of estimated interferometric visibilities in order to dynamically drive the interferometric parameters during the observations. Our cameras will be used in priority on the GI2T/REGAIN (REcombinateur pour GrAnd INterféromètre) dual channel spectrograph which allows "spectral bootstrapping", i.e. blind fringe acquisition in blue wavelengths, while tracking fringes in red wavelengths. The other applications concern adaptive optics coronagraphy in the visible at Observatoire de Haute Provence and the SPID speckle-interferometric camera at Observatoire de Lyon.

### 1. Introduction

Atmospheric turbulence is the main physical source of limitation to the performances of ground based interferometers. Its degrading effects on high angular resolution observations becomes specially critical in the blueward region of the visible, say around H $\beta$ , where the atmospheric coherence time hardly exceeds, even in the best sites, a few milliseconds. Indeed on a short term A.O. seems unlikely to operate efficiently at those wavelengths. Therefore speckle techniques<sup>1</sup> which also apply to multi- $r_0$  long baseline interferometry<sup>2</sup> remain the only possibility for observing in the blue spectrum which has the extra bonus of attaining mas resolutions thanks to shorter wavelengths at decametric baselines. The GI2T-REGAIN (see Mourard et. Al. Paper, these proceedings<sup>3</sup>) has a dual channel spectrometer for observing simultaneously the visible around H $\alpha$  and H $\beta$  in as many spectral channels as 800 of typically .1nm width. Its primary 1.5m apertures telescopes result also in combined speckle-interferograms made of hundreds of speckles crossed by long baseline interferometric fringes. A simple rule of thumb shows that sampling such a large number of speckles plus spectral channels demand a large format detector of 1024x1024 pixels if one also wants to correctly cover the atmospheric isoplanatic field for multi-axial interferometry.

# 2. Needs for high spatio-temporal resolution photon counting cameras

#### 2.1. Improved efficiency

The requirements for observing specific astronomical targets allow us to define the technical specifications for this fast camera, regarding the current state-of-the-art. Generally speaking, one of the main requirement is obviously to increase the quantum efficiency accross the widest possible spectral range. Aside of the photometric performances, a detector's global efficiency is also defined by its spatial and temporal resolution. As underlined above, the temporal requirement for ground based speckle techniques becomes critical when observing at shorter wavelengths. Some photon-counting cameras (see table 1) offer a high temporal resolution, but their technical implementation and tuning are rather delicate compared to their theoretical performances, and suffer from other drawbacks like dynamic limitations (pixel dead time, intensifier's decay lag) and/or geometrical instabilities. Indeed, the detection efficiency also relays on its capability to deliver the best

<sup>\*</sup> For further information, send correspondance to

Abe Lyu, lyuabe@obs-azur.fr

Alain Blazit, blazit@obs-azur.fr

Farrokh Vakili, vakili@obs-azur.fr

photometric information, particularly under high flux conditions where saturation problems occur. Most photon-counting cameras cannot handle such performance, and partially solve this problem by increasing their counting rate, but then other technical problems arise, especially regarding the huge data flow management when using full frame CCD chips.

Detector type	<b>CP40<sup>4</sup></b>	CP20 <sup>5</sup>	PAPA <sup>6</sup>	Delta <sup>7,8</sup>
				(under development)
CCD #	4	1	none (19 phot	3 linear
			multipliers)	
Intensification stages	2	2	1	1
Spatial resolution	768×576	384×288	256×256 to 512×512	512×592
Signal standard	CCIR	CCIR	Digital special	Digital special
Quantum Efficiency	<10%	~10%	<3%	Not defined
	(400 <b>→</b> 800nm)	(400 <b>→</b> 800nm)	(400 <b>→</b> 800nm)	
Time resoltuion	20ms	20ms	1.5ms	2.6µs
Max photon per sec.	~150 000 <sup>a</sup>	~25 000 <sup>a</sup>	~100 000	~1M (theory)
Real-time processing	Yes	Yes	Yes	Not defined

a- the theoretical photon flux is affected by the "photon centroiding hole"<sup>9</sup>

# 2.2. The specific cases of long-baseline interferometry (GI2T-REGAIN) and stellar coronagraphy using adaptive optics

The recent first light of the GI2T-REGAIN interferometer has emphasized the need for faster detectors. Using fast cameras for speckle interferometry has already been underlined regarding the atmospheric coherence time limitation. First, the blueward extension of the observable domain allows the access to higher spatial resolutions. It also gives a unique opportunity to largely increase the observation of very faint interferometric targets in several spectral channels, not only due to an improved sensitivity, but also by combining it with the red (resp. blue) channel. This combination, also known as "spectral bootstrapping", allows blind recording of faint objects' fringes while tracking them using the other channel. This feature requires a real-time image control (quick look-up) and analysis (fringe tracking). Additional real-time processes like field distortion correction (see Figure 1) are highly desirable. An increased speed of the new detector will also reduce the spatial and temporal photon coincidence effect resulting an improvement of the spatial resolution information.



Figure 1. Effect of pin-cushion distortion of the CP20. (a) Integrated raw image, (b) extracted grid and (c) corrected image. This correction is processed in real-time on the CP20 system for quick display and on-line processing.

High dynamic imaging techniques using coronagraphy and adaptive optics have also specific requirements, for which some techniques would require preferentially photon counting detectors. This is the case of the dark-speckle technique<sup>10,11</sup> for which the CP20 camera have already been used. For these experiments, and assuming the addition of adaptive optics systems, a fast camera will greatly improve the method's performances since it deals with the same kind of constraints as in traditional speckle techniques, that is, the turbulence's effects, but at a fainter level. Figure 2 shows an

image of super-giant PCyg recorded with the CP20 camera in october 1997 using the BOA adaptive optics set-up from ONERA<sup>†</sup>. This observation in H $\alpha$  revealed the existence of resolved structures in the envelope<sup>12</sup>.



Figure 2. Raw adaptive optics images of super-giant PCyg (right) and its reference star 59Cyg (left).

All these requirements define the context of the development of the CP20++ prototype, as a step in a more global project for a new generation of photon-counting cameras involving OCA and other laboratories. The following points sum up the expected performances of such a camera, called CP20++, in reference to the design of the CP20 camera:

- 512×512 CCD (super-sampling 1024×1024)
- 140 frames/second (7ms exposure time)
- 2 intensification stages
- Quantum efficiency ~10% (400→800nm)
- 300 000 ph/s
- Real-time processing

In order to avoid heavy electronic developments we considered a more flexible solution, which could easily be duplicable. We adopted a Digital Signal Processors (TMS-320C6201 DSP) solution for pre-processing the data and a personal computer (PC) to perform a more detailed analysis.

# 3. Design and Technical Implementation for new generation of fast cameras

#### 3.1. Global system architecture

#### 3.1.1. Intensification

For the prototype CP20++ we will use the already present 1<sup>st</sup> génération intensifier (40 mm VARO) followed by a double proximity focused microchannel intensifier (25mm Hamamatsu). Proximity focusing will not introduce distortion in the image.

The next step in the camera development will be the replacement of the head intensifier by an AsGa photocathode of about 35-45% quantum efficiency in the range 500 to 850nm. The loss at the input of the microchannel plate is not well known and can be estimated to  $\frac{1}{2}$  thus downgrading the quantum efficiency to ~20%. The photometric gain will be lower than with the previous combination, so the readout CCD will operate near its noise level. The centroïding algorithm will compensate for the noisy signal. This intensifier has a double proximity focusing, so the only image distortion of the camera will be introduced by the fiber optics reducer. Diameter of the intensifier can be 18mm or 25mm, with a better resolution for the 18mm. The choice between both will depend on the instrumentation.

For both projects photocathode will be cooled (to -15 or  $-20^{\circ}$ C) by Peltier modules and water circulation. A lightly heated window and a dry nitrogen circulation between the input of the tube and the window will prevent condensation.

<sup>&</sup>lt;sup>†</sup> Office National Etude et de Recherche Aérospatiale.



Figure 3. CP20++ concept (left) and the typical quantum efficiency of the S20 head-intensifier (right).

#### 3.1.2. CCD

The image sensor is a CCD37 from Marconi. It is a 512x512 pixel frame transfer CCD with 2 simultaneous outputs. We operate it at 140 frames per second. The resulting pixel rate is 27 Mpix/s per output during transfers. Coupling is done by a fiber optics reducer in order to match the PSF of the intensifier to the pixel size.

Two programmable logical arrays (FPGA) perform sequencing and generation of CCD phases, which are amplified by drivers. Outputs signals are preamplified, then reset level substraction is performed by delay lines and differential amplifiers. Sampling of the video signals is done by the input stages of the analog to digital converters. Video are digitized on 8 bits and then sent to the data transmission links.

The CCD electonics is inside a shielded enclosure, in order to prevent interferences from phases generator and outside perturbations on the video signals,. This electronics enclosure is part of the camera head.

#### 3.1.3. Data transmission

In our applications the camera head is too far from the acquisition system to carry digitized video signals on flat cables. We use 2 fiber optics links for data transmission, one for each output. Video data, 8-bit wide, is encoded and serialized by the transmitter (HOTLink from Cypress Semiconductor), then fed into the fibers.



Figure 4. functional diagram of the CP20++ project.

The HOTLink receivers deserialize signals from fibers and recover video data, pixel clock and frame synchronization. Transmission speed is 270 Mbaud on each link, synchronized on CCD pixel clock. Data are stored in a buffer memory (a FIFO memory) containing one image. A FPGA interfaces to the local PCI bus on the multi-DSP board. Another FPGA performs synchronization between incoming data flux, buffer storage and readout by DSP board.

#### 3.2. DSP solution and Real-Time processing

#### 3.2.1. Processor description & features

The PC is equipped with a dual DSP (TMS-320C6201 from Texas Instruments) PCI board from Blue Wave Systems, running at 200MHz. The TMS processors 320C6201 work with integer data, the floating point version being the TMS 320C6701. Each of these processors can execute up to eight 32bits instructions within a single clock cycle (5ns). Both own 32 registers divided into 2 data paths, each of which can access four different logical units. The resulting maximum power is 1600 MIPS (Million Instructions Per Second), and 3200 MIPS for the dual processors version. In order to benefit this theorical processing speed, parallel programming is mandatory. The DSP instruction set has been very carefully examined in order to benefit the fastest code for extracting events.

#### 3.2.2. Board architecture

Figure 5 depicts the DSP board architecture. This board provides very interesting in/out features, using PMC sites (PCI Mezzanine Card) with PCI protocole, and thus enables the connection to additionnal processing or data acquisition boards. In our case, the PMC site will be linked to custom electronics including FIFOs for data input. Each DSP processor own its local bus, enabling the access to 16MB SDRAM bank, or local flash memory for code storing. Both DSPs can synchronise themselves via mailboxes registers.



Figure 5. Dual DSP board architecture. Note that not all the board's features have been represented.

128

#### 3.2.3. Data rate

The 140 frames per second, each of 256K pixels, produce a data flow of 37 mega pixels per second. Thus, a single frame has to be processed in less than 7ms. The fiber optics link between the CCD and the PC has a sufficient bandwidth to handle such rate (see above). The strategy here consists in extracting significant events in terms of intensity and spatial extent. Even if thresholding could be performed by hardware, we have chosen a fully software solution to perform the task, in order to keep the system as flexible as possible. Considering a photon flux below 2000 events per frame, less than 10 percent of the pixels contain information if we assume each event consists of  $3\times3$  pixels. So the main task to be optimised is information extraction, before being processed. Extraction operation essentially consists in thresholding in our case. While a simple local maximum detection algorithm has been written and tested on simulated frames (see below), another strategy could be the storage of the local pixels block which constitute an event, and to process them more accurately. This alternative solution has not been investigated yet.

Although the processor's intrinsic speed is high, the main problem remains memory time transfers. Each processor own 64 KBytes of internal program memory and another 64KB of internal data memory running at the processor's speed. This corresponds to 1/4<sup>th</sup> of a full frame, but since some bytes of this memory block are reserved, we chose to work on 32K blocks at a time. In addition, it is necessary to proceed to another memory transfer to store the pixel blocks or coordinates. To avoid memory access time-losses, optimised features such as memory burst mode, parallel algorithms and processes synchronisation have to be very carefully studied. Each DSP processor has its own local bus, including a 16MB SDRAM memory bank and is currently used to store photon coordinates. We have not yet worked on the possibility to directly transfer the data to the PC memory via the PCI bus since bus accesses synchronisation has not been fully studied.



Figure 6. Example of simulated CCD frame (~1000 photons).

#### 3.2.4. First results

Some simulated data frames have been generated to carry out some speed tests. Our first solution was to transfer the data into a shared fast SRAM bank, which can be alternately accessed by both DSP processors. In other words, this
#### Développement d'une nouvelle architecture

solution shares the work load between the two processors, each working independently on a different part of the frame. The extracting task can be divided into two distincts operations: the "main" thresholding loop, and the centroiding algorithm. After a few attempts, we decided to directly program the processors in assembly language, the C compiler optimisation being insufficient. With a careful use of proper internal registers we could take the "main loop" processing time down to 3 instruction cycles (15ns) per pixels, which corresponds to less than 4ms for a full 256K pixels frame and for a single processor. The remaining time margin can be fully dedicated to centroiding algorithm. This task identifies the pixels above a threshold and extracts local maxima, then stores their index into a local 16MB SDRAM bank. To minimize memory reads time losses (4 clock cycles), the algorithm proceeds 4 pixels at each "read" instruction (i.e., 32bits word reads). The centroiding algorithm has been written based on local maximum identification with coordinate extraction and storage to an external on-board memory. Preliminary tests using a single processor and working with simulated frames of ~1000 photons showed that the processing time for this simplified algorithm alone can roughly be estimated at 2ms. Taking in account time losses for devices synchronisation and memory transfers and regarding these performances, we can forsee a maximum of around 3000 photon-events per frame.

#### 3.3. Expected performances and improvements

#### 3.3.1. Sub-pixel spatial resolution

There are several ways of increasing spatial resolution. for a single photon event, some studies<sup>13</sup> show that the best results can be obtained with a gaussian fit. At the first order though, the position can be determined without computing a photon centroid, nor fitting a parabola or gaussian profile. At the first order, by simply comparing the intensity of the four adjacent pixels, we can double the position accuracy. In our case, the resolution would thus be  $1024 \times 1024$  which fullfills our primary goal.

#### 3.3.2. Rough photometric information

One of the main difficulty for real-time application is to solve the problem of photon-events spatial coincidence (on one or multiple adjacent pixels). This is necessary to avoid photon bias, the so-called "photon centroiding hole" and to access higher flux. The underlying problem is the linearity and stability of the intensifiers' photometric response. A first solution can be considered in our case. In order to extract a rough photometric information, we have to investigate the statistics of the photometric response, and then include it into the centroiding algorithm. This method doesn't solve the multiple adjacent events identification nor the "photon centroiding hole", but keeps track of the photon flux on the concerned area. The consequence is a local loss of photon event information, but increases the detection dynamic thus allowing higher flux.

#### 3.3.3. Multiple events extraction

Another interesting but more complex feature is fast pattern analysis. Assuming roughly linear intensifying processes, one can perform shape/pattern recognition in order to extract spatially close events. This kind of process requires fine pixel analysis, which cannot currently be done in real-time, or at least seems incompatible with other specifications such as important flux. Built-in wavelet filtering in video chips currently exist, and may be a way to process the real-time pattern analysis. Another solution consists in switching to a n-DSP board to increase the processing power (Blue Wave Systems provides such device).

### 4. Conclusion

The approach described in this paper is strongly motivated to fully exploit the scientific potential of the GI2T-REGAIN interferometer in a very short term. Other groups, with whom we also collaborate, the AIRI-Team from Lyon Observatory follow slightly different philosophies, e.g. a PC-fully based centroiding system. We believe that our gradual approach combined with DSP-based real-time processing is the most efficient. It specially considers the post-detection software tools which have been developed by the GI2T-REGAIN scientific team the off-line analysis of interferometric data. On the other hand the question of using the Delta Camera which is currently developed by L. Koechlin at Toulouse Observatory, France, will also be considered for long term operation of GI2T-REGAIN.

Other applications for our next generation camera concern the speckle-interferometric camera SPID, described in this conference. In that case high image acquisition rate should improve the speckle contrast for blue wavelenghts, and extend its useful spectral range to 400nm in severe turbulence conditions.

#### References

1. M. Tallon, A. Baranne, F.C. Foy, R. Foy, I. Tallon-Bosc, E. Thiebaut, SPID: high spectral resolution diffraction limited camera, in these proceedings

2. P. Berio, D. Mourard, D. Bonneau, O. Chesneau, P. Stee, N. Thureau and F. Vakili, **Spectrally resolved Michelson** stellar interferometry. I. Exact formalism in the multispeckle mode, in Journal of the Optical Society of America A, vol. 16, No. 4, April 1999

3. D. Mourard, D. Bonneau, A. Glentzlin, G. Merlin, R. Pétrov, M. Pierron, N. Thureau, and L. Abe, A. Blazit, O. Chesneau, S. Ragland, P. Stee, F. Vakili, C. Vérinaud, **The GI2T/REGAIN interferometer**, in these proceedings

4. A. Blazit, A 40mm photon counting camera, in Image Detection and Quality, L. F. Guyot Ed., Proc. SPIE 702, 259-263, 1986

5. L. Abe, F. Vakili, I. Percheron, S. Hamma, J.-P. Ragey, A. Blazit, **The CP20++ photon counting detector: current status and use in Dark-Speckle experiment for Exo-Planet detection**, in Proceedings of the conference "Catching the Perfect Wave", Albuquerque N. M. (eds.), June 1998

6. P. R. Lawson, Group delay tracking with SUSI, PhD thesis, 1993

7. S. Morel, **Imagerie rapide en comptage de photons – Application à l'interférométrie stellaire optique à longue base**, PhD thesis, 1998

8. S. Morel - L. Koechlin, **The DELTA photon counting camera concept**, in Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser. 130, 395-401

9. P. Berio, F. Vakili, D. Mourard and D. Bonneau, **Removing the photon-centroiding hole in optical stellar interferometry**, in Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser., **129**, 609-615, 1998

10. A. Labeyrie, **Images of exo-planets obtainable from dark speckles in adaptive telescopes**, in Astronomy & Astrophysics, **298**, 544-548, 1995

11. A. Boccaletti, C. Moutou, A. Labeyrie, D. Kohler, F. Vakili, **Present performances of the dark-speckle coronagrph**, in Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser., **133**, 395-402, 1998

12. O. Chesneau, A. Boccaletti, M. Roche, L. Abe, C. Moutou, F. Charbonnier, C. Aime, H. Lanteri and F. Vakili, Adaptive Optics imaging of P Cyg in Hα, submitted

13. R. Michel, J. Fordham and H. Kawakami, Fixed pattern noise in high-resolution, CCD readout photon-counting detectors, in MNRAS 292, 611-620, 1997

## **Chapitre 8**

# La caméra ALGOL

Construite sur la même base mécanique que les CPxx, ce modèle m'a servi tout au long de mon travail de développement comme support pour le prototypage d'une nouvelle caméra à lecture rapide. Historiquement, elle avait été conçue par **Farrokh Vakili** et **Li Xin** comme réplique de la CP20. Elle utilisait un CCD (EEV fibré) du commerce dont l'électronique était directement intégrée. En outre, sa cryogénie ne devait plus utiliser d'azote liquide, et le refroidissement s'effectuait par circulation de glycol dans une gaine directement enroulée autour de la photocathode d'entrée. Baptisée **Algol**, cette caméra n'a jamais vraiment pu être testée, faute de moyens financiers et humains. Néanmoins, son concepteur avait déjà eu le souci d'al-léger le système (électronique, cryogénie) pour en faire une caméra la plus compacte possible. C'est précisément dans cette voie que j'ai entrepris le développement d'un nouveau détecteur plus rapide et plus compact. Pour des raisons évidentes d'économie de temps, et aussi pour conserver une compatibilité avec les caméras précédentes (CPxx) utilisées au Gl2T, j'ai conservé toute la partie mécanique, qui a fait l'objet de quelques modifications et adaptations, suite aux diverses étapes de prototypage.

Avant de rentrer dans les détails concernant ces améliorations, je voudrais souligner le rôle qu'ont joués les trois stagiaires qui ont travaillés avec moi sur ce projet, à savoir **Gwendal Baucher** (2000), **Karl Zimmermann** (2001 - BTS Optique et Photonique du Lycée de Lannion) et **Arnaud Guillaume** (2001 - IUT d'Aix en Provence), à l'occasion de leur stage en entreprise. Lors de leur séjour, ils m'ont à chaque fois aidé à franchir une étape décisive dans l'avancement des tests de la nouvelle caméra (leur rapport de stage est disponible sur demande).

### 8.1 Considérations générales sur l'architecture

Il faut garder à l'esprit que cette nouvelle génération de caméras a pour but non seulement d'être utilisée à demeure sur des instruments existants, et je citerai par exemple le GI2T, mais elle doit également pouvoir s'utiliser dans un maximum de situations. Pour cela, j'ai envisagé les solutions les plus directes, en conciliant performance et allègement global du système. Il faut bien comprendre que depuis quelques années, les développements techniques dans certains secteurs ont littéralement explosé, et je pense notamment à la puissance des ordinateurs personnels dont les performances sont toujours en pleine expansion. En matière d'imagerie, de nombreux produits destinés à l'industrie robotique ou au milieu médical sont susceptibles de trouver une utilisation en astronomie : capteurs d'image rapides analogiques ou numériques, optique de précision, transmission de données, stockage de données, et bien sûr ordinateurs. Si la grande partie de ces produits à base d'électronique orientent leur standard vers celui des ordinateurs personnels grand public, la qualité et la fiabilité n'en sont pas pour le moins mises de côté et ces matériels trouvent aujourd'hui leur place dans les milieux industriels et médicaux.

C'est dans une approche pas à pas, mais toujours contrôlée, et en observant le développement des produits cités plus hauts, que nous avons pu aboutir à expérimenter et renouveler l'architecture des nouvelles caméras à comptage de photons utilisant des capteurs panoramiques. Dans un premier temps, il s'est agi de trouver une solution au développement d'électronique spécifique, qui pose en général le problème de l'évolutivité et/ou de l'amélioration des performances. Ce fut le cas pour cette application de toute l'électronique dite de 'centrage de photons'. Elle consistait en un rack électronique intermédiaire, entre le détecteur lui-même et la station d'enregistrement de données. Cette solution, utilisée depuis des années, répondait à un besoin inévitable à l'époque mais ces dernières années, l'électronique vieillissante montrant des signes de faiblesse chroniques est vite apparue comme un obstacle à l'amélioration des performances et à la fiabilité de tels systèmes pour l'avenir.

La première solution adoptée en 1998 et que j'ai décrite précédemment, avait mené au constat que déjà à l'époque un ordinateur PC était sur-dimensionné pour acquérir quelques 50 000 photons par seconde provenant de l'électronique de centrage. Par ailleurs, l'utilisation de la transmission des signaux vidéo et d'horloge pixel du CCD par un faisceau de fibres optiques de 100 mètres avait grandement amélioré la possibilité de déport de l'ensemble du système. Dans l'optique de multiplier par un facteur 10 le volume de données enregistrable pour les caméras nouvelles, II est alors apparu clair qu'il fallait essayer d'inclure la fonction de détection de photons dans l'ordinateur lui-même, en tablant sur l'augmentation rapide, mais réelle, des performances des ordinateurs PC.

La suppression d'une électronique intermédiaire complexe fait apparaître un double avantage : premièrement, la présence d'une compétence en électronique analogique pour la maintenance d'une partie du système n'est plus indispensable, et secondement, la possibilité d'accéder et de modifier directement l'algorithmique de détection par programmation apporte une souplesse de mise au point et un gain de temps incomparables. De manière plus générale, ce genre d'architecture offre la possibilité d'améliorer un à un les composants du système d'acquisition sans devoir tout re-développer.

Il reste néanmoins quelques critiques que l'on peut imputer à cette solution "tout PC". La première, et non des moindres, est la question du temps-réel. Un PC est-il un outil qui peut être utilisé pour des applications en temps-réel? La réponse semble avoir été donnée dans l'argu-

mentation sur le choix de la solution des numériseurs d'image. Comme je l'ai déjà mentionné, ces produits au standard PC équipent des ordinateurs qui sont par exemple utilisés pour le contrôle rapide sur les chaînes de production, là où les exigences de stabilité et de fiabilité sont extrêmes. De plus, la vitesse croissante des temps de transfert (mémoire) et des bus de communication en général sur ces ordinateurs dépasse maintenant largement les exigences dans la majorité des cas, de sorte qu'on peut affirmer aujourd'hui qu'elles sont conformes à des critères de temps de traitement garanti.



Figure 8.1. Schéma du montage de la caméra Algol-P.

Nous avons finalement opté pour la réalisation d'un système à base de double intensification et couplage optique (**Figure 8.1**), auquel vient s'ajouter une caméra CCD (SONY HR-300) à 100 images par seconde.

### 8.1.1 Intensification

La caméra Algol dans sa version prototype est composée de deux étages d'intensification, respectivement de première et seconde génération. Le premier étage, VARO de 40mm de diamètre, a un gain de l'ordre de 100, et son efficacité quantique définit l'efficacité de l'ensemble de la caméra puisque la probabilité de non détection par le second étage est très faible. Son rendement quantique atteint un maximum de 10 à 12% autour de 560 nm mais il chute rapidement dans les longueurs d'onde plus rouge, autour de 720 nm et au-delà. La **Figure 8.2** montre les caractéristiques typiques de la photocathode S20 (sensibilité) associée à un phosphore de type P20 (temps de rémanence).



Figure 8.2. (gauche) Courbe de sensibilité radiante et d'efficacité quantique typique d'une photocathode S20 qui équipe l'intensificateurs tête de la caméra Algol-P. La présence d'une fenêtre de fibres optiques à l'entrée du tube limite le domaine de longueurs d'onde à environ 400nm. (droite) Temps de rémanence de l'écran de phosphore.

### 8.1.2 Distorsion

Dans le cas des intensificateurs de 1re et 2ième générations, la focalisation électrostatique des électrons produit une déformation de l'image, surtout visible aux bords du champ (**Figure 8.3**). On peut également noter l'influence de la tension de focalisation qui, si elle est mal stabilisée, peut être la cause de variations de la distorsion. Pour cette raison, il est essentiel de toujours appliquer les tensions nominales lors de l'enregistrement de données en comptage de photons. Cette distorsion géométrique affecte naturellement l'information spatiale causant une baisse de la fréquence de coupure effective de l'ensemble optique/détecteur. Elle est donc la cause d'incertitudes sur la mesure des fréquences spatiales dans l'image, et par conséquent d'une dégradation du signal à bruit. Cette distorsion est également accentuée par l'utilisation de réducteurs à fibres optiques (entonnoirs), ou d'autres systèmes optiques de couplage. Cependant, les réducteurs à fibres introduisent davantage de défauts 'non linéaires', comme des micro-dislocations, des cisaillements ou des zones mortes (fibres cassées ou écrasées), bien que les procédés de fabrication récents aient notablement réduit ces défauts.

La conception des nouvelles caméra s'oriente bien entendu vers l'absence de distorsion, qui est rendue possible grâce aux tubes intensificateurs à double focalisation de proximité (voir §6.2.3) où les électrons, une fois émis par la photocathode ou les micro-canaux vont être accélérés selon une trajectoire rectiligne, éliminant de ce fait toute distorsion.

La caméra Algol, dans sa version prototype, utilise deux intensificateurs à focalisation électrostatique et par conséquent il est capital d'en corriger la distorsion. Les algorithmes utilisés nécessitent l'acquisition d'une image de référence qui consiste en une grille de points projetée sur l'entrée de la caméra. Le pas de la grille sert à mesurer exactement le grandissement du système, et permet la correction de la distorsion.

Les caractéristiques de la distorsion à la périphérie du champ sont ici (en prenant comme

paramètres de référence ceux déduits des points du centre du champ) peuvent être exprimés en termes de dilatation ( $6,0 \pm 1$ ) % et de courbure ( $2,5 \pm 0,5$ ) %, laquelle correspond au défaut d'alignement des points. Cette distorsion est plus souvent appelée distorsion en coussinet.



Figure 8.3. Grille de calibration enregistrée sur la caméra Algol-P (intégration des poses courtes en comptage de photons). Comme on peut le constater, la distorsion aux bords du champ est relativement faible. Ceci est principalement dû au fait que l'on n'utilise que 25mm au centre de la photocathode primaire (dont la surface efficace est 40mm). L'image est écornée (coins "manquant") car le diamètre de l'écran de phosphore reporté sur le capteur CCD est légèrement plus petit que la diagonale de celui-ci.

La correction de la distorsion (Thiébaut 1994 [116]) utilise un ajustement polynomial bidimensionnel pour chaque coordonnée. La grille de points est enregistrée sur la caméra et on interpole leur position [xi,yi] en calculant le barycentre photométrique des images des trous affectés de la diffraction (**Figure 8.3**). On fait correspondre à chaque point source une coordonnée "cible" arbitraire, mais ici, elle doit refléter la géométrie réelle de la grille en entrée. Les points cibles sont donc répartis de manière régulière (selon deux directions perpendiculaires et avec un espacement constant).

L'algorithme utilisé effectue un ajustement aux moindres carrés pour le système sur-déterminé comprenant l'ensemble des paires de point source et cible (critère de distance minimale entre ces points). Pour affiner la correction, il peut être nécessaire d'effectuer plusieurs aller-retour entre l'espace des pointscorrigés et non corrigés, car le calcul de la position des centres des images des points de la grille est également biaisée par la distorsion (étirement des images des points de la grille).

Paramètre	Hamamatsu V8070-64 ITT-GenIII ITT UltraBlue		ITT UltraBlue GenIII
Sensibilité spectrale (nm)	360-720	500-900	480-880
Photocathode	AsGaP	AsGa	AsGa
Diamètre (photocathode)	18 mm	18 mm	25 mm
Résolution	45 lp/mm	64 lp/mm	51 lp/mm
Phosphore	P-43		
Gain	$\sim$ 1 10 <sup>4</sup>	$\sim 4 \; 10^4$	$\sim$ 4 10 <sup>4</sup>
Dimensions (Dia./Prof.)	45 mm/23 mm	43 mm/31 mm	54 mm/24 mm

 Tableau 8.1. Caractéristiques principales de trois intensificateurs d'image envisagés pour les caméras de nouvelle génération (voir également la Figure 8.4 pour l'efficacité quantique.

### 8.1.3 Futurs intensificateurs pour Algol

Pour les version futures d'Algol, i.e. Algol-B et Algol-R, il est prévu de les munir d'intensificateurs de 3<sup>ième</sup> génération à double focalisation de proximité, dont le rendement quantique brut avoisine les 50% pour certains domaines de longueurs d'onde.

Les choix se sont portés sur deux modèles proposés par Hamamatsu et ITT. Les courbes de la **Figure 8.4** montrent pour quels domaines de longueur d'onde ces tubes sont le mieux adaptés, Hamamatsu pour le rouge, ITT-GenIII pour le bleu, et ITT UltraBlue GenIII plus polyvalent, mais avec un rendement quantique inférieur à 35 %.



Figure 8.4. Courbes d'efficacité quantique de trois tubes intensificateurs utilisant des photocathode AsGa envisagées pour les futurs modèles de caméra. Ces efficacités quantiques correspondent au rendement de la photocathode seule. La présence d'une barrière anti-ions devrait réduire ces rendements d'environ 25%.

Les caractéristiques de ces trois tubes sont regroupés dans le tableau ci-dessous :

### 8.2 Couplage intensificateur-CCD

Dans sa version prototype, les deux intensificateurs (VARO 40 mm et VARO 25 mm, photocathodes S20 et phosphore P20) sont au contact l'un de l'autre via un film d'huile d'immersion, sachant que la photocathode et l'écran de phosphore sont chacun associés à une fenêtre de fibres optiques qui assure le transport correct de l'image dans les conditions de la focalisation électrostatique (leur face interne est concave, alors que la face externe est plane). La résolution effective obtenue pour chaque faisceau de fibres est typiquement de 50 lp/mm (qui dépend du diamètre des fibres) avec une transmission de l'ordre de 50% (voir chapitre suivant). Dans la mesure où le choix d'un capteur CCD n'était pas fixé, nous nous sommes posé la question d'un couplage optique par lentilles, ou par "fibrage" du CCD, c'est-à-dire coller une fenêtre de fibres optiques sur le composant CCD lui-même (**Figure 8.5**). Il faut noter que l'opération de fibrage est délicate, et peut risquer d'endommager le CCD.

### 8.2.1 Les entonnoirs à fibre optique

Dans la littérature technique, on peut trouver certains critères qui favorisent le couplage par fibres optiques. L'efficacité de transmission d'un entonnoir à fibres optique est proportionnelle à son rapport de réduction, et à l'ouverture numérique des fibres utilisées.



Figure 8.5. Exemple de CCD "fibrés" (en bas) et avec entonnoir à fibres optiques (en haut).

On appelle **ouverture numérique** (ou *numerical aperture*, notée **NA**) d'une fibre, l'angle d'incidence maximal pour lequel la lumière est transmise jusqu'à la sortie de la fibre par le phénomène de réflexion totale. L'ouverture numérique dépend des matériaux constitutifs de la fibre, à savoir ceux de son **cœur** et de sa **gaine**. Plus précisément les lois de l'optique géométrique permettent d'écrire que,

$$\sin{( heta_{ extsf{max}})} = extsf{NA} = \sqrt{n_{ extsf{coeur}}^2 - n_{ extsf{gaine}}^2}$$

où n<sub>coeur</sub> et n<sub>gaine</sub> sont les indices de réfraction du cœur de la fibre et de sa gaine. Typiquement, n<sub>coeur</sub> = 1,81 et n<sub>gaine</sub> = 1,51, ce qui donne NA  $\approx$  0,99 (c'est-à-dire  $\theta_{max}$  proche de 87°, **Figure 8.6**).



Figure 8.6. Réflexion totale dans une fibre optique et angle d'incidence critique.

Les faisceaux de lumière parcourent les fibres en étant réfléchies par réflexion totale. Dans le cas des entonnoirs, l'angle d'incidence peut fortement varier d'un endroit à un autre puisque la courbure des fibre change (**Figure 8.5**). Après de multiples réflexions l'angle d'incidence ne respecte plus l'angle critique de réflexion totale, et alors les photons quittent la fibre pour se propager dans la gaine, ou sortir de l'entonnoir. Afin de minimiser la contribution de cette lumière 'perdue' diffusée, les fabricants entourent l'entonnoir par un matériau absorbant appelé **EMA** (*ExtraMural Absorber*). C'est pour cette raison que la face de plus grand diamètre de l'entonnoir est noir lorsqu'elle est observée avec un angle supérieur à l'angle de transmission maximal. On peut donc écrire que l'ouverture numérique effective NA<sub>eff</sub> est proportionnelle au rapport de réduction de l'entonnoir :

$$\mathsf{NA}_{\mathsf{eff}} = \mathsf{NA}_{\mathsf{max}} imes rac{\mathsf{D}_{\mathsf{sortie}}}{\mathsf{D}_{\mathsf{entrée}}}$$

ou, en posant  $R_{réduction} = D_{sortie}/D_{entrée}$ 

 $\mathsf{NA}_{eff} = \mathsf{NA}_{max} \times \mathsf{R}_{r\acute{e}duction}$ 

où D<sub>entrée</sub> et D<sub>sortie</sub> sont respectivement le diamètre d'entrée et de sortie de l'entonnoir.

D'autres facteurs entrent en jeu pour déterminer la transmission globale de l'entonnoir. On peut citer entre autres la transmittance du cœur de la fibre (perte en ligne exprimée en pourcent par unité de longueur), sa section efficace (le rapport de surface entre le cœur et la gaine) et le coefficient de réflexion à la sortie de la fibre (qui dépend du matériau de la fibre et du traitement anti-reflets éventuellement appliqué sur la face de sortie). On écrit alors que pour un faisceau de lumière collimaté, la transmission T<sub>collimaté</sub> vaut

$$\mathsf{T}_{\mathsf{collimate}} pprox \mathsf{T}_{\mathsf{coeur}} imes \mathsf{S}_{\mathsf{efficace}} imes (\mathsf{1} - \mathsf{C}_{\mathsf{reflexion}})^2$$

avec

T<sub>coeur</sub>, la transmittance du cœur de la fibre (exprimée en pourcent par centimètre)
 S<sub>efficace</sub>, section efficace de la fibre (rapport de surface du cœur par rapport à la gaine)
 C<sub>réflexion</sub>, coefficient de réflexion sur la face de sortie

Des valeurs typiques pour ces paramètres sont

 $\begin{array}{ll} T_{coeur_{600\,nm}} &= 0,99 \text{ par cm} \\ T_{coeur_{400\,nm}} &= 0,79 \text{ par cm} \\ S_{efficace} &= 0,50 \text{ à } 0,75 \\ C_{réflexion} &= 0,04 \text{ à } 0,09 \text{ selon l'indice de réfraction.} \end{array}$ 

Pour une source diffuse qui suit la loi de Lambert (cas des écrans de phosphore), la transmission T<sub>Lambert</sub> s'écrit comme,

$$\mathsf{T}_{\mathsf{Lambert}} pprox \mathsf{T}_{\mathsf{collimate}} imes \mathsf{NA}^2_{\mathsf{eff}}$$

c'est-à-dire,

$$T_{Lambert} \approx T_{collimat\acute{e}} \times (n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2) \times R_{r\acute{e}duction}^2$$

Pour en revenir au cas d'Algol-P, il s'agit de réduire l'image à la sortie du phosphore d'un facteur 3,1 (de 25 mm à 8 mm, diagonale du capteur CCD de la SONY HR-300). En utilisant un entonnoir et ce facteur de réduction, la transmission serait au mieux de 5%. Cette valeur est à comparer aux systèmes de couplage par lentilles (voir **§8.2.2** ci-après).

Ces considérations n'avaient pas lieu pour les caméras précédentes, puisque par exemple pour la CP40, le champ est réparti sur 4 capteurs CCD, ce qui représente au total un facteur de réduction d'environ 2 par rapport à la taille de l'écran de phosphore en sortie (les pixels de ces CCD font 23  $\mu$ m au lieu de 8,3 pour le composant SONY). La perte due au rapport de réduction est par conséquent beaucoup moins prononcée.

Dans le cas qui nous concerne, il semblait que la solution optique pure présentait plusieurs avantages non négligeables, d'autant qu'après une discussion avec **Gerd Weigelt** (de l'Institut Max Planck de Bonn) à ce sujet, il nous prêta deux objectifs Rodenstock d'excellente qualité optique, ouverts à F/D=1,6. Ceci allait pouvoir relaxer plusieurs contraintes liées au concept même du prototypage.

### 8.2.2 Couplage optique pur

Premièrement, le CCD pourrait conserver son intégrité, sans devoir risquer d'être endommagé lors d'une opération de 'fibrage', d'autant plus qu'à l'époque, le choix définitif de la caméra CCD n'était pas encore fixé, l'objectif initial étant d'augmenter la cadence de lecture de 50 à au moins 100 images/s. Ensuite, avec ce couplage optique le CCD et l'intensificateur ne sont plus en contact l'un de l'autre, ce qui évite les délicates opérations de mise en contact des deux faces "fibrées" de l'entonnoir et du CCD, ce qui, à terme facilitera la maintenance.

Cette alternative séduisante présente néanmoins quelques inconvénients ou difficultés de mise en œuvre. Le premier est que ce couplage occupe un plus grand volume, à la fois en diamètre, et en profondeur, ce qui est particulièrement vrai pour la solution où les deux objectifs mentionnés plus haut qui ont chacun une profondeur de 150 mm seraient utilisés en

configuration tandem (**Figure 8.7**), soit une profondeur totale de 300 mm, contre les quelques 25 mm d'un entonnoir à fibres optiques. Ce problème d'encombrement a quasiment été résolu pour part grâce à un système de réduction optique que je décrirai plus loin. Le deuxième inconvénient est que la mise au point admet une marge de manœuvre très faible, en rapport à la profondeur de champ optique qui n'est ici que de quelques microns. Elle peut notamment varier selon les conditions d'utilisation lors de la dilatation ou de la contraction de la mécanique en fonction de la température ambiante. Autrement dit, elle doit demander une attention toute particulière, et une procédure de mise au point rigoureuse doit être appliquée. Pour ce point délicat, la souplesse du traitement des images par logiciel a permis de résoudre ce problème (voir **§8.9.2**).

#### Montage en tandem des objectifs Rodenstock - Heligon

Ces objectifs provenant des essais de prototypage par l'équipe de G. Weigelt pour l'utilisation dans une caméra à comptage par la tavélographie. Ils sont montés de manière symétrique (**Figure 8.7**). L'efficacité du couplage optique pour ce système peut être déterminée par la relation qui relie l'exitance  $\mathbf{M}(\theta)$  d'une ouverture circulaire de diamètre **D**, à la luminance **L** d'une source située à la distance **d**. Si on appelle  $\theta_{max}$  l'angle maximal sous lequel l'ouverture **D** "voit" la source, alors il vient,

$$\mathsf{M}(\theta_{\mathsf{max}}) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta_{\mathsf{max}}} \mathsf{L} \times \cos(\theta) \times \sin(\theta) \, \mathsf{d}\theta \, \mathsf{d}\varphi = \mathsf{L} \times \pi \times \sin^2(\theta_{\mathsf{max}})$$
(8.1)

On peut donc définir l'efficacité de couplage optique par,

$$Q = \frac{M(\theta_{max})}{L \times \pi} = \sin^2(\theta_{max})$$
(8.2)

où l'on obtient une efficacité de 100% pour sin<sup>2</sup>( $\theta_{max}$ ), i.e.  $\theta_{max} = \pi/2$ .

Dans le montage que nous avons réalisé pour les essais, le grandissement était de 1:1 et consistait à reprendre l'image de la face de sortie d'un entonnoir à fibres optiques (avec des rapports de 3:1 et 2,1:1) sur le capteur CCD. L'efficacité de ce couplage optique est  $\sim$ 35 % (les objectifs ont un rapport d'ouverture de 1,25), mais la présence des entonnoirs derrière le phosphore de l'intensificateur réduit considérablement cette efficacité (proportionnellement au carré du rapport de réduction - Cf. **§8.2.1**).



Figure 8.7. Montage "en tandem" (afocal) de deux objectifs Rodenstock identiques. L'image sur la face de sortie de l'entonnoir est reportée sur le CCD.

### L'optique de couplage Rodenstock - Heligaron

Développé spécialement pour l'imagerie médicale, cet assemblage de 12 dioptres de précision permet un couplage optique par réduction jusqu'à un facteur 3,2 (**Figure 8.8**). Il est d'ailleurs utilisé derrière un intensificateur de lumière qui doit permettre le contrôle de la dose de rayons X envoyée au patient lors d'un passage au scanner. Le design optique a été optimisé pour assurer une transmission et une sensibilité maximale, qui dans ce domaine est une priorité absolue (risques médicaux des rayons X).



Figure 8.8. Le coupleur Heligaron de Rodenstock. Il est constitué d'un jeu de 12 optiques. Sur ce modèle, un moteur pas à pas contrôle l'ouverture d'un iris. Cette mécanique peut également être équipée d'un moteur qui permet d'effectuer une rotation de 0 à 360° de l'ensemble, en garantissant l'alignement optique.

La grande souplesse d'utilisation de ce coupleur réside dans la possibilité de régler indépendamment la focalisation et le facteur de réduction de 2,8 à 3,2 fois. Il permet donc d'adapter l'image à la taille du capteur CCD. En outre, il est doté d'une monture C, compatible avec tous les boîtiers mécaniques des caméras CCD du commerce.

La mécanique qui accompagne ce montage peut être motorisée pour permettre une rotation jusqu'à 360° de l'ensemble, en garantissant la perpendicularité à l'axe optique nécessaire, compte tenu des tolérances de l'optique. La fonction de transfert de modulation du montage optique offre un contraste d'au moins 60% sur tout le champ linéaire maximal de 9,2 mm avec une résolution supérieure à 65 paires de lignes par millimètre (lp/mm), c'est-à-dire pour des éléments de résolution de 7,7  $\mu$ m, compatible avec la taille physique des pixels de 8,3  $\mu$ m de la caméra SONY HR300.

### 8.3 Capteurs d'image

La **Figure 8.9** illustre les progrès de la miniaturisation parallèlement à la sensibilité des capteurs CCD jusqu'à ces dernières années. Des améliorations techniques, comme la présence de micro-lentilles devant chaque élément photo-sensible, la lecture simultanée de tous les pixels dans un mode interligne (progressive scan) et d'autres améliorations permettent aujourd'hui d'envisager des capteurs (numériques ou analogiques) avec un grand nombre de pixels (> 512x512) avec une sensibilité accrue, compatible avec l'instrumentation scientifique, comme c'est le cas ici.



Figure 8.9. Evolution de la taille des pixels et de leur sensibilité depuis 15 ans (document SONY).

### 8.3.1 Modes de lecture

### Le transfert interligne ('Interline Transfer')

Communément utilisés en vidéo grand public, les CCD à transfert interligne sont constitués en rangées de pixels où cohabitent l'élément photo-sensible et le registre de transfert de charge. Ainsi, le temps de transfert des charges du pixel vers le registre vertical est court, mais au prix d'une couverture spatiale incomplète. En effet, la plupart de ces capteurs ont l'inconvénient d'avoir un facteur de remplissage inférieur à 50%. Des technologies à base de micro-lentilles permettent d'augmenter ce facteur de remplissage en concentrant la lumière d'une surface plus grande que celle de la cellule photo-sensible sur celle-ci. Cependant, dans la plupart des cas il est inférieur à 70%, d'où une perte de sensibilité et une mauvaise couverture de l'information spatiale de l'image.



Figure 8.10. (gauche) Micro-lentilles des capteurs CCD qui permettent de focaliser les photons sur l'élément photo-sensible. L'amélioration de cette technique (droite) permet de bénéficier d'un facteur de remplissage quasi-total, comme c'est le cas de la caméra SONY HR-300 utilisée pour notre prototype. (Document SONY).

### Le transfert d'image entière ('Full Frame Transfer')

Les capteurs CCD à transfert de trame ont une surface qui comporte le double du nombre de pixels effectivement utilisés pour acquérir l'image. Le facteur de remplissage est proche de 100% puisque lors du transfert les charges passent d'un pixel à un autre et ne nécessite pas la présence d'un registre de transfert local. L'image entière alors est transférée dans une zone masquée du CCD (réplique de la partie sensible) où la lecture des charges peut alors s'effectuer, pendant qu'une nouvelle image est captée sur la zone photo-sensible. L'inconvénient de cette technique est que le capteur a une surface double, et que le temps de transfert de l'image entière doit être très court, ce qui le rend difficilement utilisable pour de l'imagerie à très haute vitesse. De plus, cette technique nécessite la présence d'un obturateur pour éviter que les pixels en cours de transfert (d'une ligne à la suivante) ne soient exposés à la lumière de la scène (effet de traînage, ou *smearing*).

### La lecture progressive ('Progressive Scan')

Cette technologie développée par SONY permet d'accumuler les charges de chacun des éléments de résolution du capteur en même temps et indépendamment avec un facteur de remplissage proche lui aussi de 100% grâce à une optimisation de la forme des micro-lentilles (illustré sur la **Figure 8.10**, à droite). L'amélioration principale de ces CCD réside dans la technologie Super HAD (Hole Accumulation Diode).

En associant ce mode de lecture du CCD et la technologie Super HAD, il permet de restituer une image pleine résolution acquise en une seule exposition, et donc permet une cadence d'image plus élevée que dans le cas du transfert de trame. Pour mes travaux, j'ai d'abord utilisé une caméra HR2000 à transfert interligne pour finalement aboutir à la caméra progressive scan XC-HR300 de SONY qui permet une cadence d'image de 764×574 pixels à 100 Hz.

### 8.3.2 Les caméras CCD utilisées

Je décris ici rapidement les caméras avec lesquelles j'ai travaillé, que ce soit pour des tests ou pour la version plus définitive du prototype d'Algol. D'autres caméras à lecture rapide sont à envisager pour notre application, comme les caméras numériques DALSA et en particulier la caméra CA-D6 comportant 512x512 pixels à 262 images/s, et qui est actuellement testée à l'Observatoire de Lyon (CRAL).

### MICAM VHR-2000

Cette caméra a été utilisée lors de mes premiers essais pour tester le montage en tandem des objectifs Rodenstock et pour évaluer mes algorithmes de traitement en temps réel. Elle utilise la technologie HAD mais ne permet pas une cadence d'image élevée. Elle ne fonctionne en pleine résolution 768×576 pixels qu'à 25 images par seconde. Par contre elle peut être utilisée à 50 image/s mais au prix d'une perte en résolution verticale 768×288.

### Sony XC-HR300

Cette caméra fonctionne à pleine résolution 764×574 pixels, mais à une cadence de 100 im/s. Elle dispose de deux sorties vidéo sur lesquelles sont distribués les signaux analogiques dans un format entrelacé. A sa vitesse de lecture maximale, deux images de 764×287 pixels, représentant les lignes paires (sortie 1) et impaires (sortie 2), sont générées toutes les 10 ms. Ainsi, en exploitant les deux sorties simultanément, on atteint la vitesse de lecture de 100 im/s.



Figure 8.11. La caméra SONY HR300 et sa courbe de sensibilité relative.

### 8.4 Sources de bruit et rapport signal à bruit

Un capteur d'image (CCD ou CMOS) se caractérise entre autres par son bruit intrinsèque, dont les sources sont multiples. Le bruit global s'exprime comme leur somme quadratique.

### 8.4.1 Courant d'obscurité et bruit d'obscurité

Cette source de bruit est d'origine thermique et provient de l'agitation des atomes de silicium à l'intérieur du CCD. Des électrons sont piégés de manière aléatoire dans les puits de potentiels du CCD. Ce signal supplémentaire se confond donc avec la contribution des électrons issus du signal lumineux. En outre, ce bruit thermique fluctue et contribue à ce que l'on appelle généralement le bruit du courant d'obscurité. La création d'électrons d'origine thermique suit une statistique de Poisson, et pour un nombre N d'électrons créés, l'écart quadratique moyen sera donc  $\sqrt{N}$ , qui est la contribution du bruit d'obscurité au bruit total.

Ce bruit thermique peut être largement réduit par refroidissement du capteur. Depuis son invention voilà une dizaine d'années, le MPP (Multi-Pinned-Phase) permet également de réduire considérablement le bruit d'origine thermique, qui est principalement généré aux interfaces silicium-dioxide de silicium.

### 8.4.2 Bruit de lecture

Exprimé en électrons par pixels, il est généré par l'amplificateur de sortie du CCD lors de la pré-amplification du signal électrique contenu dans les pixels. Ce bruit résulte du processus de quantification du signal électronique.

### 8.4.3 Rapport Signal à Bruit

De manière générale, le rapport signal à bruit d'un capteur d'image (CCD ou CMOS) peut être exprimé comme,

$$\text{RSB} = (\text{P} \times \text{Qe} \times t) / \sqrt{(\text{P} \times \text{Qe} \times t + \text{D} \times t + N_r^2)}$$

avec P signal lumineux (photons/pixel/seconde) Qe efficacité quantique du CCD ( $0 \le Qe \le 1$ ) t Temps d'intégration (secondes) D bruit d'obscurité (électrons/pixel/seconde) Nr bruit de lecture

où l'on retrouve les contributions des sources de bruit décrites plus haut : les fluctuations statistiques du signal lumineux (bruit de photon), le bruit d'obscurité et le bruit de lecture. Pour une analyse plus détaillée sur ces sources de bruit et les comparatifs entre CCD et CMOS, je renvoie à l'article de J. Janesick (**Janesick 2002** [59]) qui aborde de manière très complète le fonctionnement et les bruits de ces capteurs.

### 8.5 Acquisition des images et détection des photons

L'architecture que nous avons mise au point utilise des cartes de numérisation au standard PCI (Euresys). Pour Algol-P, le modèle autorise jusqu'à 6 signaux d'entrée analogiques, dont 3 peuvent avoir une synchronisation indépendante. Elle est tout particulièrement adaptée à la caméra SONY HR300 puisque cette dernière utilise 2 sorties vidéo.

La carte de numérisation est synchronisée sur le signal vidéo analogique d'entrée (synchronisation interne de la caméra). A chaque numérisation, l'image est temporairement stockée dans une mémoire propre à la carte, éventuellement désentrelacée et recomposée (cas pour la caméra SONY HR-300) avant d'être transférée dans la mémoire du PC par un transfert DMA (Direct Memory Access, ce qui décharge le processeur d'effectuer ce transfert).

A partir de ce moment, une interruption est générée, qui se traduit au niveau logiciel par l'exécution d'une fonction dite "de rappel" (callback), et qui est le point de départ de la chaîne de détection des photo-événements.



Figure 8.12. Photo-événements numérisés. Chacun d'entre eux présente un maximum local qui détermine sa "détectabilité" par l'algorithme.

La **Figure 8.12** montre que l'impact des photo-événements sur le capteur CCD s'étend sur plusieurs pixels (de manière optimale avec une largeur à mi-hauteur de 1 pixel) et présente donc un maximum local. L'algorithme de détection parcourt l'image ligne par ligne, et teste si le pixel courant est au dessus d'un certain seuil (qui dépend des paramètres de réglage du gain du CCD, et de l'offset et du gain de numérisation) et s'il est un maximum local. Si l'événement est validé, on peut exécuter une tache de centrage de photons.



Figure 8.13. Cette figure, qui est à comparer avec la Figure 7.5, (page page 112), montre l'architecture de la caméra Algol-P. Le nombre de composants du système est quasiment réduit à son minimum.

### 8.6 Algorithmes de centrage de photons

Les caméras utilisant des CCD panoramiques ou linéaires, qui génèrent des coordonnées de photons sont confrontées au problème du défaut spatio-temporel de photons, introduit par la résolution temporelle limitée des détecteurs, et par la compression de l'information spatiale du photo-événement. Jusqu'ici, les dimensions des capteurs CCD à lecture rapide étant limitées, on a compté sur des méthodes de centrage de photons capables d'atteindre une résolution inférieure au pixel physique. C'est le cas par exemple des caméras CPxx ou de la caméra Delta, qui échantillonnent les photo-événements sur plusieurs éléments de résolution afin de permettre à un algorithme (calcul analytique et/ou correction statistique) de restituer la position de l'événement avec la plus grande résolution spatiale possible, qui elle-même dépend de la résolution des éléments en amont (essentiellement celle de la photocathode détectrice). Cette précision est également limitée par le rapport signal à bruit des événements (nombre de photons par photo-événement).

### 8.6.1 Précision du centrage

On trouve dans la littérature (**Michel et al. 1997** [84]) la comparaison entre différents algorithmes qui permettent de localiser le point d'impact d'un photo-événement. Cela revient à corréler un modèle a priori de la forme sur celle du photo-événement. Le modèle le plus simple, utilise le barycentre photométrique, qui s'écrit de manière générale comme,

$$\vec{r}_{C} = \frac{\sum_{k=1}^{n} \vec{r}_{k} \times I(\vec{r}_{C})}{\sum_{k=1}^{n} I(\vec{r}_{C})}$$
(8.3)

Pour simplifier, je me place dans le cas où le barycentre est calculé sur un bloc de  $3_t imes3$  pixels (figure ci-dessous), dont j'extrais les coordonnées du barycentre xc et yc.

 ау

 ах
 bх,у
 cx

 су
 су

Dans la suite, je noterai  $a_{x,y}$ ,  $b_{x,y}$  et  $c_{x,y}$  les intensités selon les deux axes x ou y du détecteur, b étant l'intensité du pixel d'intensité maximale.

$$x_{\rm C} = \frac{c_{\rm x} - a_{\rm x}}{a_{\rm x} + b_{\rm x} + c_{\rm x}} \tag{8.4}$$

avec

$$\sigma_{\mathbf{x}_{\mathbf{C}}} = \frac{\sigma_{\mathsf{pix}} \times \sqrt{6\mathbf{x}_{\mathbf{C}}^2 + 2}}{\mathbf{a}_{\mathbf{x}} + \mathbf{b}_{\mathbf{x}} + \mathbf{c}_{\mathbf{x}}}$$
(8.5)

#### La caméra Algol

où  $\sigma_{x_c}$  est l'erreur commise au premier ordre en présence d'un bruit par pixel s. Aussi la précision du centrage dépendra-t-elle directement du bruit du capteur CCD utilisé. Dans le cas d'Algol-P, des images numérisées du "fond" permettent de quantifier le bruit global en chaque pixel (incluant les sources de bruit liées au CCD, et ceux liés à la numérisation). Le bruit constaté avec les paramètres de numérisation définis est de ~2 ADU/pixel, avec un rapport signal à bruit moyen des événements de 40. On peut donc espérer atteindre au mieux une précision de centrage de 1/10<sup>ième</sup> de pixel d'après la relation (**Equation 8.5**).

### 8.6.2 Erreurs systématiques

On peut utiliser diverses autres corrélations (parabole, courbe de Gauss), mais elles produisent toutes des défauts de répartition spatiale. En effet, le "fenêtrage" utilisé pour centrer les photons a pour conséquence de générer des artefacts systématiques. Par exemple, un calcul de barycentre photométrique aura tendance à concentrer les photons vers le centre des pixels, faisant apparaître un motif de grille dans l'image. Ce **motif systématique (Fixed Pattern N**oise dans la littérature) a fait l'objet de diverses études (**Fordham & Hook 1989** [48], **Michel et al. 1997** [84]) et peut notamment être corrigé de manière statistique. Le principe (**Carter et al. 1990** [35], **Bergamini et al. 1998** [19]) repose sur l'hypothèse qu'un photo-événement n'est pas détecté à une position privilégiée par rapport à une autre, autrement dit que si on éclaire de manière uniforme la photo-cathode, alors la distribution des photo-événements est elle aussi uniforme. Ainsi, les erreurs systématiques dues au processus de centrage (cf. cidessus) peuvent être compensées de manière à ce que la probabilité d'arrivée d'un photon à un sous-pixel donné soit la même partout sur le pixel considéré.

Tous ces algorithmes font l'hypothèse qu'un seul événement est présent à un instant donné, ce qui est approximativement le cas à très faible flux de photons, mais reste incorrect de manière globale, et devient faux lorsque le flux augmente.

### 8.7 Discrimination des photons proches spatialement et temporellement

Ces calculs font intervenir les contributions des pixels adjacents, et dans l'hypothèse où les événements ont une étendue supérieure à 1 pixel, ils ne permettent pas de dissocier deux événements distants d'un pixel ou moins. Ce phénomène du trou du centreur est bien connu des utilisateurs de caméras à comptage de photons panoramiques (voir explications §7.3.1), car pour les raisons expliquées plus haut, la méthode de centrage supprime l'accès à l'information de haute fréquence spatiale (vecteur distance de 1 pixel).

Même pour les événements multiples localisés sur le même élément de résolution spatiotemporel du détecteur, il est difficilement possible de restituer la linéarité photométrique en sortie des étages d'intensification. En effet, la réponse impulsionnelle photométrique (Pulse Height Distribution) des intensificateurs qui n'utilisent aucune, ou une seule galette de micro-canaux est une fonction monotone strictement décroissante, et de ce fait ne permet pas de dissocier les événements multiples en fonction de leur brillance. Si l'on dispose de plusieurs étages de galettes à micro-canaux, cette réponse impulsionnelle peut renseigner sur la probabilité que des événements multiples se soient effectivement produits (**Germain 1999** [53]). Cependant, cela implique des contraintes assez fortes sur le flux de photons incidents par pixel et par trame et sans oublier par ailleurs que l'augmentation du nombre de galettes de micro-canaux réduit la résolution spatiale de l'intensificateurs, et par conséquent, la résolution effective de la caméra.

Pour résumer, ces deux problèmes sont étroitement liés mais les solutions pour l'un ne sont pas nécessairement des solutions pour l'autre, car liés à la taille finie des éléments du capteur. Une alternative au problème des événements proches pour le domaine de l'imagerie à bas niveau de lumière, est la division en amplitude du front d'onde incident. On enregistre alors deux images simultanément sur le même détecteur (par exemple en utilisant une lame séparatrice). La distribution des photo-événements centrés sur l'une et l'autre des images permet ensuite, en les recombinant correctement, de restituer des fréquences spatiales élevées qui n'auraient pas pu exister si tous les photons avaient été concentrés dans la même image. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle demande une taille de capteur deux fois plus importante que celle de l'image, une complexification de l'optique en entrée du détecteur et un traitement qui doit tenir compte très précisément de la géométrie des images que l'on doit intercorréler (**Tallon et al. 2000** [114], **Thiébaut 1994** [116]).

Une deuxième solution consiste à adapter la taille des photo-événements à la taille des éléments photo-sensibles du capteur utilisé. Si l'impact d'un photon produit un événement d'une taille inférieure à un pixel, on peut se contenter de détecter les intensités par simple seuillage. Cependant, il faut augmenter le nombre de pixels dans le rapport de la résolution souhaitée, et cela ne résout pas le problème d'un événement dont l'intensité se répartirait sur 2 ou 4 pixels (qui seraient alors soit non détectés, soit comptabilisés comme 2 ou 4 photons) et alors des algorithmes de centrage de photons (tels ceux décrits précédemment) deviennent indispensables.



Figure 8.14. Exemple de deux photons (FWHM ~1,5 pixels) tombés à une distance de 1,98 unités de pixel et ne présentant qu'un seul maximum local. Un algorithme classique de centrage de photons ne pourra distinguer qu'un seul événement, alors qu'une analyse morphologique permettrait d'estimer la présence de plusieurs photons.

Une troisième solution consiste à enregistrer l'information du photo-événement en conservant les intensités des pixels voisins, ce que j'appellerai par la suite les pavés ou blocs de photon. Ainsi, on peut non seulement exploiter l'information au premier ordre du maximum d'intensité de l'événement (puisque ce critère minimal sert à l'extraction du photo-événement) pour des traitements en temps réel (corrélations, transformées de Fourier, etc.), et également conserver un maximum d'information sur les photo-événements pour un centrage ultérieur plus précis. Cette restitution des photo-événements peut conduire à dissocier plusieurs photons tombés à proximité les uns des autres. Si on prévoit de déconvoluer l'image par la FEP moyenne des photons, ou bien d'appliquer des méthodes de reconnaissance de forme, alors il est presque impératif que les photons soient enregistrés sur des zones plus étendues que le support du photo-événement lui-même. La raison est que deux photons tombant à proximité l'un de l'autre ne laissent paraître qu'un seul maximum d'intensité local, mais la somme des deux événements n'a plus une distribution d'intensité à symétrie de révolution. **La Figure 8.14** illustre ce phénomène avec deux photo-événements centro-symétriques.

### 8.8 Solution aux problèmes des algorithmes de centrage de photons

### 8.8.1 Sauvegarde des pavés de photon

Le système d'acquisition de la caméra Algol que j'ai mis au point autorise un mode de sauvegarde des pavés de photon sur 3x3 pixels, mais il est possible d'enregistrer une plus grande surface (par exemple 5x5 pixels). Compte tenu des commentaires précédents, cette information peut permettre d'appliquer un algorithme de centrage de photon précis post-acquisition. Dans le cas de la **Figure 8.14**, deux événements sont tombés l'un à côté de l'autre mais un système d'extraction ne "voit" qu'un seul photon.

### 8.9 Exemples d'application

### 8.9.1 Correction du trou de centreur

La méthode proposée consiste à traiter les données à partir des interférogrammes bruts, contenant l'information spatiale sur les photo-événements. En fonction de la largeur à mihauteur des photo-événements, il est possible de restituer la quasi totalité de l'information photonique contenue dans l'image analogique de départ. Pour l'exemple de la **Figure 8.14**, une fenêtre de  $5 \times 5$  pixels serait nécessaire pour restituer l'information des 2 photo-événements. En modélisation le profil d'un photo-événement par une courbe de Gauss de largeur à mi-hauteur  $\sigma$ , un calcul simple permet de trouver la séparation 2a pour laquelle il devient impossible de discriminer les 2 événements par détection de maximum local.

$$f(x) = e^{\frac{-(x-a)^2}{2\sigma^2}} + e^{\frac{-(x+a)^2}{2\sigma^2}}$$

On cherche à annuler la dérivée seconde en zéro

$$f''(0) = rac{4 {
m e}^{rac{-(x-{
m a})^2}{2\sigma^2}}}{4\sigma^4} imes (2{
m a}^2 - 2\sigma^2)$$

c'est à dire pour  $a=\sigma$ .



Figure 8.15. (haut) Autocorrélation de 42 poses sur le simulateur optique du GI2T avec centrage de photons. (bas) La même séquence d'images autocorrélée avec les pavés de photons 3×3 pixels.

La taille optimale des événements doit prendre en compte l'échantillonnage correct de l'image en entrée d'une part, et d'autre part elle doit imposer le nombre de pixels  $n \times n$  ("pavés de photon") à sauvegarder, qui dépend uniquement des performances du système d'acquisition.



Figure 8.16. Spectre de puissance moyen des images (gauche) avec centrage de photons, (milieu) avec pavés de photons et (droite) avec pavé, redressé du spectre de la moyenne des pavés de photons (transformée de Fourier des autocorrélation de la Figure 8.15).

Pour la caméra Algol-P, la sauvegarde des pavés de photons sur 3x3 pixels a été testée avec succès jusqu'à des flux de 10 000 événements par image (soit 10<sup>6</sup> événements par seconde), c'est-à-dire qu'aucun ralentissement de la cadence de lecture n'a été constaté. D'autres tests plus précis que je n'ai pas eu la possibilité de mener à terme devront être effectués pour bien quantifier les capacités de traitement dans ce mode.



Figure 8.17. Profile du pic haute fréquence avec centrage de photons (en haut à droite et en pointillés en bas), et en utilisant les pavés de photons (en haut à gauche et en continu en bas).

Pour illustrer cette possibilité, la **Figure 8.15** montre l'auto-corrélation de 42 poses effectuées sur lesquelles on distingue des franges d'interférence dont les images ont été enregistrées en sauvegardant les pavés de photons 3×3 pixels. Les figures **Figure 8.16** et **Figure 8.17** montrent les spectres de puissance et les coupes obtenues avec les deux méthodes (centrage, et pavés de photons/déconvolution). Malgré le faible flux de photons et le nombre d'images réduit (42), les pics haute fréquence sont tout de même visibles. La comparaison des coupes **Figure 8.17 en bas** révèle que la méthode utilisant les pavés de photon peut être exploitée sans modification notable de l'information, voire même améliorée puisque le processus est moins destructif que le centrage direct. Cette méthode mérite donc d'être étudiée plus en profondeur, et plus particulièrement dans le contexte du phénomène de "trou du centreur".

### 8.9.2 Application au réglage fin de la focalisation de l'optique

Le couplage optique entre la face externe du hublot de fibre optique du second intensificateur et le capteur CCD a un rapport d'ouverture de 1,25. La profondeur de champ n'est que de quelques microns et donc la mise au point en est d'autant plus compliquée. Pour pallier à cette difficulté, j'ai conçu un outil de visualisation qui permet de calculer la FEP moyenne des photo-événements en fonction de leur position dans le champ. Il permet de trouver le réglage qui maximise l'intensité des photo-événements, et par conséquent le meilleur réglage possible.

Camera Settings				×
Focus				
Integrate over (frames) 25	36.46	50.20	33.81	
Start Live Process	71.14	107.41	66.11	
	30.41	44.51	29.89	

Figure 8.18. Outil pour le réglage de la focalisation des photo-événements sur le capteur CCD. En agissant en temps-réel sur l'objectif du coupleur optique, on visualise la FEP moyenne des événements sur tout le champ et pour 25 images (nombre réglable). Ici les événements ont une taille de 3×3 pixels, mais la fenêtre de sauvegarde peut être arbitrairement grande et dépend uniquement de la vitesse du système d'acquisition. On constate ici le phénomène de traînage horizontal sur les lignes du CCD qui déforme l'événement dans cette direction (intensités plus fortes).

L'outil (**Figure 8.18**) donne pour N images successives, la FEP moyenne des événements en unités de niveau de gris. Lors des réglages, on peut constater (Figure 8.19) la sensibilité du dispositif. Des tests de focalisation ont révélé que la précision, moyennant un réglage manuel du coupleur optique, est de  $\pm 3$  microns et s'est donc révélée suffisante pour ajuster la focalisation optimale.



Figure 8.19. Pour illustrer la très forte dispersion dans l'intensité des événements, ce tableau donne l'intensité moyenne et l'écart type (pourcentage de l'intensité moyenne) pour les 9 points des événements.

### 8.10 Cryogénie

Afin de travailler à un régime de comptage de photons, le bruit de la caméra doit atteindre un seuil que on peut considérer comme négligeable. La principale source de bruit est la photocathode d'entrée, dont le bruit thermique produit de "faux" événements. Dans le montage opto-électronique de la caméra, le problème du bruit pourrait être accentué si le gain de la photocathode de tête était trop faible. Cela impliquerait qu'il faille augmenter le gain du second étage pour atteindre le gain d'intensification nominal. Or, si ce second gain est trop élevé, ce sont alors les événements du bruit thermique du second étage qui seraient la principale source de bruit. Dans notre cas, le gain du second étage est tout juste insuffisant pour dominer le bruit thermique de l'ensemble de la caméra. Le nombre moyen de photons détectés issus du second étage dans les conditions d'opération est inférieur à un événement par image, c'est-à-dire que ce bruit est inférieur à 2 10<sup>-4</sup> événements par pixel et par seconde.

Dès lors, le bruit thermique de la photocathode de tête doit être réduit par le biais d'un refroidissement. Dans le cas d'Algol-P, au lieu d'utiliser une cryogénie à azote liquide, comme pour les CPxx, nous avons utilisé un circuit de glycol refroidi par un cryostat. Le liquide refroidi circule dans un anneau en cuivre, au plus proche de la fenêtre d'entrée de l'intensificateur de type VARO/S20 de 40 mm. Cet anneau repose sur le moule en silicone de l'intensificateur et le tout est isolé de son support mécanique par un empilement de couches de feuilles de mylar et de mousse isolante. Un hublot de verre (traité anti-reflets) est maintenu en contact par pression sur le moule en silicone. Un joint torique assure la bonne étanchéité du contact afin d'éviter que de l'air humide ne pénètre dans le volume entre la photocathode et le hublot. Deux tuyaux souples ont été coulés dans le moule au niveau de la face de la photocathode, et servent à injecter de l'air comprimé sec en continu lors de l'utilisation de la caméra refroidie. Pour éviter la condensation sur la face externe du hublot, nous avons utilisé des résistances chauffantes (6, disposées sur le pourtour du hublot) sous forme de pastilles adhésives.

Avec ce dispositif, les premiers essais ont permis d'atteindre la température de -14° C (**Figure 8.20**), qui réduit l'émission thermique à environ 5 photons par image de 10 ms, soit un bruit de 1,1 10<sup>-3</sup> événements par pixel et par seconde.

### 8.11 Tests sur le ciel

Le test de la caméra sur le ciel a permis de concrétiser l'objectif que nous nous étions fixé au début de mon travail de recherche.

### 8.11.1 Première lumière

Afin de valider tout le travail accompli sur la caméra prototype Algol-P, j'ai installé ce prototype au foyer du spectromètre de GI2T/REGAIN lors d'une nuit technique. Le but était d'enregistrer des "photons stellaires", et si possible, acquérir des franges d'interférence. Cette tentative a eu lieu le samedi 3 novembre 2001 et a immédiatement rencontré un succès démontrant la souplesse de l'architecture d'Algol-P. L'utilisation simultanée de deux caméras à comptage (CP20 et Algol-P) allait permettre de détecter les franges dans la "voie rouge" (temps de cohérence de l'atmosphère et visibilité plus favorables), et d'enregistrer les données sur la caméra de la "voie bleue". Ainsi, nous avons placé la caméra CP20 au foyer de la chambre rouge, et Algol-P dans la chambre bleue. Dans la mesure où je ne recherchais pas nécessairement des données exploitables scientifiquement, nous avons choisi une base de l'interféromètre courte (12 m) pour nous assurer de la bonne détectabilité des franges à 656 nm dans la voie rouge (la visibilité de la plupart des étoiles passant à cette époque est proche de l'unité). La température relevée au niveau de la photocathode de la caméra indiguait -14°C. Durant cette nuit, j'ai enregistré des données contenant des franges d'interférence détectées par CP20. Le spectromètre utilisait le réseau de diffraction à 300 traits/mm (résolution 5000). Dans cette configuration la couverture spectrale de Algol-P est de 17,8 nm. Le Tableau 9.3.1 résume les objets qui ont été observés.



*Figure 8.20.* Courbes de température mesurées au niveau du polycryostat (carrés) et de la tête de la caméra (diamants). Au terme de 2 heures, on a atteint un  $\Delta T=32^{\circ}$ . Le bruit thermique moyen alors constaté est de 5 photons/image (soit 1.1 10<sup>-3</sup> ph/pix/s).

Les flux de photons indiquent que l'efficacité quantique d'Algol-P est identique à celle de CP20. L'étoile  $\gamma$ Cas observée un mois plus tôt avec CP20 à la même longueur d'onde donnait un flux de  $\sim$ 590 ph/image, mais avec le réseau à 100 tr/mm (dispersion 3 fois inférieure), et avec une cadence d'image deux fois plus faible, ce qui donne une efficacité tout à fait compa-

Etoile	$\lambda$ (nm)	Flux (ph/image)
lphaCep	525	~135
$\beta$ Per	525	~190
	486	~100
$\gamma$ Cas	486	~110

Tableau 8.2. Liste des étoiles observées lors de la première lumière de la caméra Algol-P sur l'interféro-<br/>mètre GI2T/REGAIN le samedi 3 novembre 2001 (Observateurs : A. Domiciano, F. Vakili et L.<br/>Abe).

rable, d'autant que les intensificateurs primaires des deux caméras sont identiques (VARO/S20 de 40 mm).



*Figure 8.21.* Auto-corrélation des images courte-pose brutes de 10ms (gauche) qui font apparaître les franges d'interférence sur l'étoile Algol ( $\beta$ Per) à 12 mètre de base. A droite, le spectre de puissance moyenné sur 24717 poses élémentaires (les "pics frange" ont été encerclés). V<sup>2</sup> = 0,95 ± 0,10.

Afin de déterminer la qualité des données, j'ai calculé la somme des auto-corrélations des poses courtes élémentaires, puis le spectre de puissance moyen. Le résultat (**Figure 8.21a**) fait effectivement apparaître les franges d'interférence dont le contraste est usuellement mesuré dans le spectre de puissance (voir le formalisme au chapitre 5.2). Les pics "haute fréquence", pendant des franges dans l'autocorrélation, sont visibles sur la **Figure 8.21b**.



Figure 8.22. Spectres bruts redressés des étoiles  $\beta$ Per (Algol, à gauche) et  $\gamma$ Cas (à droite) autour de la longueur d'onde H $\beta$  ( $\lambda$ =487,8 nm).

J'ai estimé (en utilisant une méthode de réduction de donnée adaptée à ces données) le contraste des franges sur ces données de manière assez brutale, puisque aucune donnée relative à la configuration de l'interféromètre pendant l'acquisition n'a été enregistrée (Algol n'était pas "interfacée" avec le programme de contrôle du GI2T). Cette mesure donne  $V^2 = 0,95 \pm 0,10$  %, où l'erreur englobe ces données inconnues tout en restant réaliste. Ceci tend à confirmer la conformité de la caméra Algol-P avec les spécifications de départ, mais des observations supplémentaires et plus systématiques doivent confirmer ce résultat.

### 8.12 Commentaires et perspectives

Ce travail de développement a finalement abouti à la conception d'un prototype entièrement fonctionnel dont l'utilisation permet aujourd'hui d'acquérir des données scientifiques. C'est au travers de cette approche par avancées successives que je suis arrivé à ce résultat, chaque étape ayant prouvé l'intérêt de nos orientations. Ce fut le cas pour la caméra CP20 qui a litté-ralement été transformée au niveau de son système d'acquisition de données, et bien sûr pour la caméra Algol-P. Bien que ces deux caméras soient partiellement construites autour de composants mécaniques et opto-électroniques relativement anciens (intensificateurs, mécanique), il n'en reste pas moins que la souplesse de l'architecture que j'ai développée l'a été dans le but précis de pouvoir s'adapter à d'éventuelles améliorations ou modifications (et elle l'a déjà prouvé en plusieurs occasions).

Précisément en ce qui concerne l'amélioration de la partie d'intensification que je n'ai malheureusement pas eu le temps d'approfondir, il est prévu dans un avenir proche d'utiliser de nouveaux intensificateur de type Gen-III voire Gen-IV avec des rendements quantiques au moins 5 fois meilleurs que ceux actuellement utilisés (en moyenne). Pour tirer partie de ce gain en sensibilité, il convient de continuer à améliorer la résolution temporelle des capteurs d'image, comme on peut l'envisager dès maintenant avec des caméra fonctionnant à plus de 200 par seconde (par exemple avec les caméras numériques DALSA a 266 images par seconde).

## **Chapitre 9**

# **Exploitation sur le GI2T/REGAIN**

Mon travail de développement a toujours reposé sur la motivation d'exploiter ces caméras à des fins scientifiques. En particulier, le contexte du GI2T se prêtait particulièrement bien à cette motivation, puisque comme je vais l'expliquer dans les chapitres qui suivent, ces nouveaux détecteurs ont été testés et sont aujourd'hui utilisés pour l'enregistrement des données d'observation sur l'interféromètre.

Il ne faut pas perdre de vue que ce développement instrumental s'inscrit dans le contexte de l'imagerie à très haute dynamique pour lequel ils sont particulièrement bien adaptés. Je rappelle ici qu'une des premières utilisations de la caméra CP20 s'est faite pour une expérience de coronographie stellaire avec optique adaptative (**Boccaletti et al. 2000a** [26]). Faute de n'avoir pu être utilisée pour mes propres expériences de coronographie avec le coronographe à couteau de phase, il a été extrêmement instructif pour moi de valider mon travail au travers de l'exploitation scientifique de l'interféromètre GI2T.

### 9.1 Contexte et Objectifs scientifiques

Afin de qualifier mon développement des caméras à comptage de photon j'ai proposé d'implanter la caméra CP20 au foyer de la "voie bleue" du spectromètre de GI2T dès l'automne 1999. L'une des originalités de la table de recombinaison REGAIN et de son spectromètre est de pouvoir utiliser simultanément deux voies spectrales distinctes. Les avantages sont multiples :

- premièrement, il est possible d'enregistrer les franges d'interférence de manière simultanée, c'est à dire pour la même réalisation de la turbulence (aux effets chromatiques près)
- cette spécificité permet dans quelques cas d'enregistrer les franges "en aveugle" sur une des voies, lorsque par exemple le contraste des franges est extrêmement faible

Je dois préciser que mon travail ne s'est pas inscrit dans un seul but technique qui aurait été de fournir un détecteur d'appoint au GI2T, mais qu'il avait bel et bien comme objectif pour moi, de produire des résultats scientifiquement exploitables. Cependant, cette période a coïncidé avec l'apparition de problèmes sur la caméra CP40, située dans la "voie rouge" du spectromètre, qui ont empêché l'enregistrement simultané des franges dans les deux voies.

Non seulement le fonctionnement de l'interféromètre GI2T/REGAIN est complexe en luimême, mais il doit également faire face à toute les difficultés techniques qui y sont rattachées, et que l'ensemble de l'équipe doit savoir identifier et résoudre. Pour cette raison, son exploitation scientifique doit être le résultats d'une maîtrise de la chaîne instrumentale complète, des télescopes jusqu'au détecteurs, et des manière ultime, du traitement de données avant leur interprétation astrophysique. J'ai largement contribué à cet effort à divers niveaux, en interaction avec l'ensemble des personnels travaillant sur l'instrument. Ce travail d'équipe permet aujourd'hui au GI2T de pouvoir être utilisé par tous de manière régulière par équipe de 2 personnes. Le système de contrôle automatique de l'instrument (automate, développé par Jean-Michel Clausse et Denis Mourard) rendrait même possible l'observation à une seule personne, mais pour des raisons évidentes de sécurité, cela n'est jamais le cas.

La somme de tous ces ajustements a pris du temps pour être complètement opérationnelle (plus d'un an et demi après le début de ma thèse), ce qui explique que mon travail sur la partie instrumentale a été prépondérant, mais il a toujours été motivé par la volonté d'obtenir des résultats astrophysiques.

Par conséquent les difficultés d'observations pour les programmes scientifiques auxquels je me suis intéressé, ont été largement accrues. Ceci nous a incité à mettre au point de nouvelles stratégies d'observation, notamment pour le programme sur  $\alpha$ Lyr (Véga). J'ai également proposé un programme d'observation de la super géante bleue PCyg, qui avait fait l'objet de campagnes précédentes au GI2T (**Vakili et al. 1997** [122]) et plus récemment par optique adaptative (**Chesneau et al. 2000** [37]).

### 9.1.1 Bref historique : de l'I2T au GI2T

Le Grand Interféromètre à 2 Télescopes est la suite logique du premier interféromètre à pupille diluée, I2T (Interféromètre à 2 Télescopes), construit par Antoine Labeyrie en 1974. Ce premier instrument, muni de deux télescopes de type Alt-Az de 25 cm de diamètre, a permis d'étudier et de valider les concepts d'interférométrie à pupilles indépendantes. D'abord testé à l'Observatoire de Nice sur le Mont Gros, il est ensuite déplacé au plateau de Calern (à Caussols) où il est exploité jusqu'en 1992.

### 9.1.2 Description générale de GI2T/REGAIN

L'interféromètre GI2T (**Figure 9.1**) utilise le principe de la recombinaison cohérente de deux faisceaux issus de télescopes indépendants. Il utilise le mode de recombinaison que Albert Michelson avait initié en 1919 sur le télescope du Mont Wilson (**Michelson 1920** [85]), qui est une variante du mode de recombinaison proposé par Hyppolite Fizeau en 1868 (**Fizeau 1868** [47]). La différence réside dans le fait que la recombinaison des faisceaux est issue d'un réarrangement des pupilles collectrices : Fizeau utilise une pupille homothétique de la pupille collectrice, alors que Michelson ne respecte pas cette homothétie.



Figure 9.1. Schéma fonctionnel de l'interféromètre GI2T/REGAIN et de son spectromètre.

### 9.2 Ce que "voit" un interféromètre

### 9.2.1 Relation objet-image

L'image (I) d'un objet (O) observé avec un instrument d'observation (T) suit la relation :

$$I(\vec{r}) = O(\vec{r}) \otimes T(\vec{r})$$
(9.1)

où  $\otimes$  représente le produit de convolution, et où toutes ces fonctions dépendent de coordonnées d'espace, de temps et de longueur d'onde. On notera également que **I**, **O** et **T** sont des distributions d'intensité, et donc sont des grandeurs strictement réelles et positives. La fonction T correspond de manière formelle à l'image élémentaire que donne l'instrument d'un objet non résolu, situé à l'infini, de sorte que son onde est parfaitement plane.

Cette relation est valable quel que soit l'instrument d'optique utilisé (par exemple un télescope aussi bien que l'œil humain). En utilisant le formalisme mathématique, on peut transcrire ce produit de convolution dans l'espace des fréquences comme le produit de leur transformée de Fourier (leur **spectre**, noté  $\sim$ ), soit,

$$\tilde{I}(\vec{u}) = \tilde{O}(\vec{u}) \times \tilde{T}(\vec{u})$$
 (9.2)

Dès lors, si on a accès précisément à **T**, et donc à sa transformée de Fourier, on pourrait idéalement retrouver directement la distribution d'intensité **O** de l'objet par la relation,

$$O(\vec{r}) = TF^{-1} \left( \frac{\tilde{I}}{\tilde{T}} \right) (\vec{r})$$
(9.3)

où TF<sup>-1</sup> dénote l'opération de transformation de Fourier inverse.

#### 9.2.2 Cas d'un télescope unique

En utilisant le formalisme de l'optique de Fourier, la fonction **T** de l'**équation 9.1** peut être décrite comme le module au carré de la transformée de Fourier de l'ouverture du télescope qui collecte les photons de l'objet (pupille d'entrée). Pour une pupille circulaire de diamètre **D** sans obstruction centrale, **T** est plus couramment appelée la figure d'Airy (**Figure 9.2**), et a pour expression,

$$T = 2 \left| \frac{J_1(z)}{z} \right|^2$$
(9.4)



Figure 9.2. (gauche) Figure de diffraction d'un télescope à pupille circulaire et (droite) une coupe radiale (unités arbitraires). Où J<sub>1</sub> est la fonction de Bessel de premier ordre. En terme de dimension angulaire, cette figure de diffraction s'annule pour (premier anneau sombre de la figure de gauche).

$$z = 1,22\frac{\lambda}{D}$$
(9.5)

exprimé en radians (ou en secondes d'arc), que l'on définit comme étant le pouvoir de résolution angulaire de l'instrument à la longueur d'onde  $\lambda$ .

On remarquera que si **T** est le module au carré de la transformée de Fourier de la pupille (figure d'Airy), alors dans la **relation 9.2**, **T** est identique à l'autocorrélation de la pupille. Cette fonction **TF(T)** est appelée la fonction de transfert de modulation (FTM) de l'instrument. Donc la **relation 9.2** indique que le spectre de l'image obtenue au foyer de l'instrument n'est autre que le spectre de l'objet (transformée de Fourier de la distribution d'intensité de l'objet O) modulé par le spectre de transmission de l'instrument (la FTM). Ceci est vrai de manière générale et peut s'appliquer au cas des pupilles diluées utilisées en interférométrie à longue base.

### 9.2.3 Cas des pupilles diluées

Dans le cas d'un télescope unique (hors de l'atmosphère pour le moment), on a accès simultanément à toutes les fréquences spatiales de l'objet **TF(O)(u)** (**TF** étant l'opérateur de transformation de Fourier) et on peut donc reconstituer la distribution d'intensité de l'objet par transformée de Fourier inverse (**équation 9.3**). Les fréquences maximales accessibles sont bien sûr limitées par la taille de la pupille.

Pour avoir accès à des fréquences spatiales plus élevées, il est donc nécessaire d'augmenter les dimensions de la pupille. L'interférométrie à deux télescopes est le moyen le plus simple pour y parvenir, faute de pouvoir construire des télescopes monolithiques de très grand diamètre (limité pour le moment au maximum entre 8 et 10 mètres (VLT, Keck, Subaru, Gemini)). En plaçant les 2 ouvertures à des distances arbitrairement grandes (base **B**), et sous la condition de pouvoir recombiner les faisceaux issus de ces télescopes de manière cohérente, on peut alors avoir accès à n'importe quelle fréquence spatiale de l'objet, mais de manière indépendante. La résolution angulaire maximale accessible est alors **1,22**  $\lambda$ /(**B+D**) ou ~ **1,22**  $\lambda$ /B si **D**  $\ll$  **B**.

La formulation "de manière indépendante" signifie que l'information sur la phase absolue des ondes collectées de l'objet est perdue, car les contraintes de pointage (en absolu) et de positionnement des ouvertures à des instants différents et pour des bases différentes devraient être d'une fraction de longueur d'onde, ce qui, dans la pratique, est infaisable.

D'autre part, les turbulences atmosphériques qui provoquent des fluctuations d'indice de réfraction font également fluctuer la phase des fronts d'onde issus de l'objet observé de manière aléatoire. L'interférométrie des tavelures offre une solution à cette dégradation apparente des images et permet de restituer une grande partie de l'information en conservant la résolution angulaire de l'instrument.

### 9.2.4 Interférométrie des tavelures

L'image formée au foyer d'un télescope de grand diamètre (à partir de 1m et dans les longueurs d'onde visibles et proche IR) en présence de turbulence atmosphérique n'est plus une figure d'Airy, mais un ensemble de taches lumineuses, les tavelures, réparties aléatoirement dans l'image. Les dimensions caractéristiques des tavelures sont  $\lambda/D$ , alors que la zone sur laquelle elles se répartissent a une taille typique de  $\lambda/r_0$ . Ce dernier paramètre,  $\mathbf{r}_0$ , introduit par Fried (**Fried 1966** [51]), est assimilé à des zones de la pupille où la phase de l'onde lumineuse est à peu près constante et ne varie pas plus que  $2\pi$ . Ce paramètre est fonction de la longueur d'onde et varie comme  $\lambda^{6/5}$ . En l'absence de turbulence,  $\mathbf{r}_0$  est infini et on retrouve la figure de diffraction d'Airy. Il est à noter que les valeurs typiques de  $\mathbf{r}_0$  sont de l'ordre de 10 cm dans le visible (500 nm), mais dépendent énormément des conditions climatiques du lieu (vents aux différentes couches en altitude, densité des couches, etc).

Ainsi l'imagerie les turbulences atmosphériques provoque une perte considérable du pouvoir de résolution théorique des télescopes, passant de  $\lambda/D$  à  $\lambda/r_0$ . Pour pallier au caractère aléatoire des images tavelées, Labeyrie fait remarquer que chaque tavelure individuelle conserve la résolution angulaire du télescope ( $\lambda/D$ ), et propose un moyen de restituer son pouvoir de résolution théorique. Il s'agit d'extraire le spectre de puissance moyen des images tavelées, au fur et à mesure des fluctuations aléatoires de l'image provoquées par la turbulence. La contrainte instrumentale est de pouvoir enregistrer les images tavelées suffisamment rapidement pour "figer" la turbulence (voir **§9.6.4**).

Dans ces conditions, l'**équation 9.2** peut être réécrite en remplaçant **T** par **S**, qui est la fonction de transfert regroupant le télescope et l'atmosphère. Il vient,

$$\mathsf{TF}(\mathsf{I}) = \mathsf{TF}(\mathsf{O}) \times \mathsf{TF}(\mathsf{S}) \tag{9.6}$$
qui est définie à un instant t donné, vu le caractère fluctuant et aléatoire de **S**, mais dont la moyenne est supposée stable. On en déduit le spectre de puissance,

$$|\mathsf{TF}(I)|^2 = |\mathsf{TF}(O)|^2 \times |\mathsf{TF}(S)|^2$$
 (9.7)

Pour un grand nombre de poses, dont chacune "fige" l'état de la turbulence, l'équation Eq.9.2 peut s'écrire

$$\sum |\mathsf{TF}(\mathsf{I})|^2 = \sum \left( |\mathsf{TF}(\mathsf{O})|^2 \times |\mathsf{TF}(\mathsf{S})|^2 \right)$$
(9.8)

et en supposant que le spectre de puissance de **O** ne varie pas dans le lapse de temps de l'enregistrement des images, il vient,

$$\sum |\mathsf{TF}(\mathsf{I})|^2 = |\mathsf{TF}(\mathsf{O})|^2 \times \sum \left( |\mathsf{TF}(\mathsf{S})|^2 \right)$$
(9.9)

soit en moyenne,

$$< |TF(I)|^2 >= |TF(O)|^2 \times < |TF(S)|^2 >$$
 (9.10)

 $o\dot{u} < \bullet > désigne la moyenne d'ensemble. Pour remonter au spectre de puissance de$ **O**, il reste à estimer le spectre de puissance de**S**, en faisant l'hypothèse que sa moyenne restera stable. Dans la pratique,**S**est déterminée en observant une étoile simple non résolue dans les conditions les plus proches possibles de celles de l'observation de l'objet de science. On voit ici que l'information de phase absolue est perdue, et qu'on ne peut donc remonter qu'au module du spectre de l'objet**O**, sa phase étant perdue. Des techniques plus élaborées permettent de retrouver la phase de l'objet.

Cette technique est également utilisée en interférométrie optique à longue base et dans le cas de plusieurs ouvertures séparées.

#### 9.2.5 Formalisme & Visibilité

En se plaçant dans le cas de 2 télescopes de diamètre **D** séparés par la base **B**, on montre que la recombinaison cohérente des deux ondes  $\Psi_1$  et  $\Psi_2$  d'intensité  $I_1$  et  $I_2$  issues des 2 télescopes et provenant du même objet forment une image dont l'intensité est,

$$I(\vec{x}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{\langle \Psi_1 \Psi_2^* \rangle}{\sqrt{\langle |\Psi_1|^2 \rangle \langle |\Psi_2|^2 \rangle}} \cos\left(2\pi \frac{\vec{B} \cdot \vec{x}}{\lambda F} - \Phi\right)$$
(9.11)

**F**, focale du télescope,  $\Phi$  la phase regroupant les différents termes de phase provenant de l'objet et de l'instrument.

On note,

$$\gamma_{12} = \frac{|<\Psi_1\Psi_2^*>|}{\sqrt{<|\Psi_1|^2><|\Psi_2|^2>}}$$
(9.12)

la quantité qui est appelée **le degré complexe de cohérence mutuel** et il représente l'aptitude des deux ondes (1 et 2) à interférer. Il est relié au spectre de l'objet par la relation (théorème de Van-Cittert - Zernike),

$$\gamma_{12} = \frac{|\langle \Psi_1 \Psi_2^* \rangle|}{\sqrt{\langle |\Psi_1|^2 \rangle \langle |\Psi_2|^2 \rangle}} = \frac{\mathsf{TF}(\mathsf{O})(\mathsf{B}/\lambda)}{\mathsf{TF}(\mathsf{O})(\mathsf{0})} = \mathsf{V} = |\mathsf{V}| \mathsf{e}^{\mathsf{i}\varphi}$$
(9.13)

V est aussi appelée la visibilité complexe. En pratique, on déduit du module de V le contraste des franges d'interférence, et de sa phase, leur déplacement. Donc la visibilité mesurée avec une base B est proportionnelle au spectre de l'objet à la fréquence spatiale  $B/\lambda$ .

En pratique, l'interférométrie à longue base se prête particulièrement bien aux mesures de diamètre stellaires. Pour caractériser leurs dimensions dans différentes directions, il est commun de comparer les mesures de visibilité de ces objets, à un modèle d'étoile représenté comme un disque uniformément lumineux (disque uniforme, dont le spectre est une fonction d'Airy (**Figure 9.3**). Tout comme en optique classique, on dit que l'objet observé est résolu lorsque l'on a identifié l'endroit où sa visibilité chute proche de zéro. Cependant, il est possible d'estimer une dimension moyenne des diamètres stellaires sans nécessairement atteindre ce premier zéro de la fonction de visibilité.



Figure 9.3. (gauche) Fonction de visibilité d'un objet (modèle simplifié d'un disque uniformément lumineux) de 3 mas en fonction de la base de l'interféromètre. L'interféromètre permet de mesurer directement le carré de la fonction de visibilité (droite).

#### 9.2.6 Fonction de transfert

Le formalisme de l'interférométrie (Labeyrie 1975 [67], Roddier & Lena 1984 [108], Tallon & Tallon-Bosc 1992 [113], Mourard et al. 1994 [87], Berio et al. 1999 [21]) permet de préciser la relation entre la nature de l'objet observé et le signal détecté au foyer de l'instrument. La fonction de transfert d'un interféromètre à 2 télescopes (cas du GI2T) peut être décrite selon 3 composantes (Figure 9.4) :

- une contribution à hautes fréquences correspondant aux franges d'interférences dans les tavelures,
- une composante basse fréquence (pic tavelure) relative à chaque ouverture individuelle, et qui correspond aux structures de tavelures de dimension λ/D
- une composante dominante en présence de turbulence atmosphérique appelée "pic seeing", qui correspond à l'étalement des images, dont la dimension caractéristique est λ/r<sub>0</sub>



Figure 9.4. (gauche) Allure de la coupe de la fonction de transfert longue pose de l'interféromètre à 2 ouvertures sans atmosphère (coupe). Dans ce cas il s'agit du carré de l'autocorrélation de la fonction pupille de sortie de l'interféromètre. Les théories d'optique atmosphérique montrent que pour le cas des grandes ouvertures suffisamment éloignées l'une de l'autre (qui évite les corrélations spatiales et temporelles des fronts d'onde) et en présence de turbulence, cette fonction de transfert longue pose se comporte comme l'autocorrélation simple de la pupille de sortie à laquelle vient s'ajouter la fonction de transfert de l'atmosphère (unités arbitraires).

Lorsqu'on peut considérer qu'il n'y a pas de corrélation entre les fronts d'onde devant les pupilles des deux télescopes (cas où la base **B** est supérieure à l'échelle de turbulence externe  $L_0$ ), les pics frange et tavelure moyens peuvent être décrits comme l'autocorrélation simple de la pupille de sortie de l'interféromètre (**Roddier & Lena 1984** [108]).

On peut remarquer que sans atmosphère, il n'y a plus que 2 composantes qui sont données par le carré de l'autocorrélation de sa pupille (le pic tavelure et le pic frange).

La composante haute fréquence de la fonction de transfert module le spectre de puissance de l'objet observé à la fréquence spatiale moyenne  $B/\lambda$ . Comme je l'ai évoqué ci-dessus et d'après le théorème de van Cittert-Zernike (**Equation 9.13**), l'information sur le module de la visibilité complexe de l'objet est contenue dans le contraste des franges d'interférence. Denis Mourard montre (**Mourard et al. 1994** [87]) qu'un estimateur du contraste des franges indépendant du temps de pose est donné par,

$$C = |V|^{2} = \frac{\int |\tilde{O}(z)|^{2} FTM(z) dz}{\int \int FTM(z) dz}$$
(9.14)

La difficulté réside ici dans l'estimation du dénominateur, qui doit s'affranchir de la contribution basse fréquence inhérente à l'étalement de l'image au foyer des télescopes (la tache "seeing"), dont la contribution dans le spectre de puissance est le pic seeing (**Figure 9.4 à droite**). La méthode aujourd'hui utilisée consiste à ajuster dans le spectre de puissance la composante basse fréquence de la FTM déduite des images réelles de la pupille enregistrées durant l'observation (**Figure 9.5**). Cette méthode s'applique de manière générale, indépendamment du mode de fonctionnement (mode Courtès ou "franges dispersées").

Désignation	Champ	Largeur
Fente bleue 1	4,8"	1 tavelure à <b>500nm</b>
Fente bleue 2	2,4"	1 tavelure à 500nm
Fente rouge 1	4,8"	2 tavelures à 650nm
Fente rouge 2	2,4"	2 tavelures à 650nm

Tableau 9.1. Hauteur (champ) et largeur des fentes disponibles sur le spectromètre GI2T/REGAIN.



Figure 9.5. Image intégrée des pupilles nord et sud pendant une observation. Ces images sont utilisées lors de la réduction des données pour calculer la fonction de transfert de modulation de l'interféromètre.

## 9.3 Le mode "franges dispersées" du spectromètre

Le spectromètre associé à la table de recombinaison REGAIN autorise deux modes de fonctionnements distincts : le mode imageur multi-bandes spectrales, autrement appelé mode Courtès, et le mode "franges dispersées". A ce jour le mode Courtès, n'est pas encore exploité au GI2T. Dans les paragraphes qui suivent, je m'attacherai donc à décrire plus précisément le mode franges dispersées.

#### 9.3.1 Principe

On disperse l'image d'une fente qui filtre spatialement l'image tavelée recombinée (**Figure 9.6**). On dispose d'un jeu de 4 fentes :

Les largeurs différentes sont à choisir en fonction de la longueur d'onde d'observation, et sont un compromis entre le flux transmis par la fente, et la baisse de contraste des franges causée par la superposition possible de tavelures différentes présentes sur la largeur de la fente. Les fentes 'bleues' sont moins larges du fait de la variation linéaire de la taille caractéristique des tavelures en fonction de la longueur d'onde.



Figure 9.6. Simulations numériques. (gauche) Images issues des deux télescopes recombinées au foyer de la table REGAIN : autour de la différence de marche nulle, des franges d'interférence sont bien visibles (ici la visibilité est proche de 1). (centre) Une fente de largeur ~2 tavelures filtre spatialement l'image à l'entrée du spectromètre. (droite) Après avoir été anamorphosée, l'image de la fente est dispersée permettant en particulier d'accroître la longueur de cohérence dans chaque canal spectral. Ici, la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre n'est pas nulle, provoquant un effet d'inclinaison des franges. Echelles d'intensités non linéaires.

Les images provenant des deux télescopes sont formées sur une des fentes à l'entrée du spectromètre. Cette image est ensuite anamorphosée perpendiculairement à l'orientation de la fente de manière à concentrer le flux des tavelures frangées. L'image de la pupille est reprise sur un réseau de diffraction concave qui finit par former le spectre frangé sur le ou les détecteurs. Les différentes étapes sont résumées sur la **Figure 9.1** et illustrées sur la **Figure 9.6**.

#### 9.3.2 Formalisme

Le formalisme développé par Philippe Bério (**Berio et al. 1999** [21]) décrit de manière quasi exhaustive le fonctionnement en mode franges dispersées. Le principe de fonctionnement décrit plus haut de manière qualitative s'exprime de la manière formelle par les relations que je vais reproduire ici, en ajoutant un développement qui nous sera utile pour le traitement des données.

Soit **Image** l'image tavelée recombinée à l'entrée du spectromètre. L'image est formée sur une fente qui agit comme un filtre spatial noté **Fente**,

Image'(
$$x,z,\lambda$$
) = Image ( $x,z,\lambda$ ). Fente ( $x,z$ ) (9.15)

On anamorphose l'image de la fente dans le sens de sa largeur, d'un facteur k,

Image<sup>"</sup>(x,z,
$$\lambda$$
) = Image (x,kz, $\lambda$ ). Fente (x,k z) (9.16)

avec  $\mathbf{k} \gg 1$ . La fonction Fente est identique à la fonction "porte" dans la direction x.

Cette image monochromatique est ensuite dispersée. Pour représenter la totalité de l'inter-

férogramme dispersé à toutes les longueurs d'onde, on utilise

Interférogramme (x,z) = 
$$\int_{\lambda} \text{Image}''(x,z,\lambda).\text{Réseau}(x,z,\lambda) d\lambda$$
 (9.17)

où la fonction Réseau $(z,\lambda)$  décrit la loi de dispersion du réseau dans la direction z, soit,

Réseau (x,z,
$$\lambda$$
)  $\propto$  1<sub>x</sub>(z). $\delta$  (z - arcsin (n $\lambda$ /a -  $\theta$ )) (9.18)

que je noterai

Réseau 
$$(\mathbf{x}, \mathbf{z}, \lambda) \propto \mathbf{1}_{\mathbf{x}}(\mathbf{z}) \cdot \delta(\mathbf{z} - \mathbf{f}(\lambda))$$
 (9.19)

où **f** caractérise le réseau utilisé, et les paramètres qui les définissent sont supposés fixes (nombre de traits par mm, angle d'incidence, ordre de dispersion). La fonction  $\delta$  (z) est la pseudo-fonction de Dirac et 1<sub>x</sub> représente la fonction égale à **1** quel que soit **x**, et seulement pour la coordonnée **y**. La **relation 9.16** se réécrit alors comme la convolution de l'image anamorphosée par la fonction Réseau,

Interférogramme (x,z,
$$\lambda$$
) =  $\left[\text{Image}''(x,z,\lambda) \otimes \text{Réseau}(x,z,\lambda)\right] \times \prod_{\substack{x_1,x_2\\z_1,z_1}} (x,z)$  (9.20)

II est la fonction "porte" bi-dimensionnelle qui est égale à 1 si  $\mathbf{x} \in \{x_1, x_2\}$  et  $\mathbf{z} \in \{z_1, z_2\}$  et à zéro sinon. Le spectre de puissance de cet interférogramme est donné par le module au carré de sa transformée de Fourier :

Spectre (u,v,
$$\lambda$$
) =  $\left| \int_{\xi} \int_{\eta} \int_{\eta} \text{Interférogramme}(\eta,\xi,\lambda) \times e^{-2i\pi(u\eta + v\xi)} d\eta d\xi \right|^2$  (9.21)

Spectre (u,v,
$$\lambda$$
) =  $\left| \int_{\xi} \int_{\eta} \int_{\eta} \left[ \text{Image}''(\eta,\xi,\lambda) \otimes \text{Réseau}(\eta,\xi,\lambda) \right] \times \prod_{\substack{x_1,x_2 \\ z_1,z_1}} (\eta,\xi) \times e^{-2i\pi(u\eta + v\xi)} d\eta d\xi \right|^2$ 
(9.22)

Spectre (u,v,
$$\lambda$$
) =  $\left| \left[ \int_{\eta} \int_{\xi} \operatorname{Image}''(\eta,\xi,\lambda) \times e^{-2i\pi(u\eta + v\xi)} d\eta \, d\xi \right] \times \int_{\eta} \int_{\xi} \operatorname{R\acute{e}seau}(\eta,\xi,\lambda) \times e^{-2i\pi(u\eta + v\xi)} d\eta \, d\xi \right] \otimes$ (9.23)  
$$\left| \int_{\eta} \int_{\xi} \prod_{\substack{x_1,x_2 \\ z_1,z_1}} (\eta,\xi) \times e^{-2i\pi(u\eta + v\xi)} d\eta \, d\xi \right|^2$$

que l'on simplifie en écrivant,

Spectre 
$$(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \lambda) = |[\mathbf{A}(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \lambda) \times \mathbf{B}(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \lambda)] \otimes \mathbf{C}(\mathbf{u}, \mathbf{v})|^2$$
 (9.24)

Dans le terme **A**, on reconnaît la transformée de Fourier de la fonction **Image**<sup>"</sup> et on déduit de l'équation 9.16 que,

$$A(u,v,\lambda) = TF(Image)''(u,v,\lambda) = TF(Image)(u,kv,\lambda) \otimes TF(Fente)(u,kv)$$
(9.25)

Dans cette dernière expression, le premier terme correspond à la fonction de transfert de modulation (MTF) définie au paragraphe 5.2.6 et qui est l'autocorrélation de la pupille de sortie de l'interféromètre. Le second terme est la transformée de Fourier de la fente, soit, le produit de deux sinus cardinaux dans les deux direction  $\mathbf{u}$  et  $\mathbf{v}$ . On retrouve ici le facteur d'anamorphose  $\mathbf{k}$ , qui "aplatit" ces deux fonctions dans la direction  $\mathbf{v}$  de dispersion.

On obtient donc pour A,

$$A(u,v,\lambda) = MTF(u,kv,\lambda) \otimes sinc(u,kv)$$
(9.26)

Le terme B s'écrit

$$B(\mathbf{u},\mathbf{v},\lambda) = \int_{\eta} \int_{\xi} \mathbf{1}_{x}(\eta) \times \delta\left(\xi - \mathbf{f}(\lambda)\right) \times e^{-2i\pi(\eta\mathbf{u} + \xi\mathbf{v})} d\eta d\xi$$

$$= e^{-2i\pi\mathbf{v}\cdot\mathbf{f}(\lambda)}$$
(9.27)

Et enfin pour **C**,

$$C(u,v) = \frac{\Delta x}{2} \operatorname{sinc} (\pi, \Delta x.u) e^{-2i\pi f_{m}(\lambda)} \frac{\Delta f(\lambda)}{2} \operatorname{sinc} (\pi, \Delta f(\lambda).v)$$
(9.28)

Les termes complexes vont disparaître lors du passage au module. Finalement, en regroupant les **expressions 9.26**, **9.27** et **9.28** le spectre de puissance a pour expression,

Spectre (u,v,
$$\lambda$$
) =  $\left| \left[ (MTF(u,kv,\lambda) \otimes sinc(u,kv)) e^{-2i\pi v f(\lambda)} \right] \otimes \left[ \frac{\Delta x}{2} sinc(\pi, \Delta x.u) \frac{\Delta f(\lambda)}{2} sinc(\pi, \Delta f(\lambda).v) \right] \right|^2$  (9.29)

Le spectre de puissance polychromatique est donc,

Spectre (u,v) = 
$$\int_{\lambda_{1}}^{\lambda_{2}} \left| \left[ (MTF(u,kv,\lambda) \otimes sinc(u,kv)) e^{-2i\pi v f(\lambda)} \right] \otimes \left[ \frac{\Delta x}{2} sinc(\pi.\Delta x.u) \frac{\Delta f(\lambda)}{2} sinc(\pi.\Delta f(\lambda).v) \right] \right|^{2} d\lambda$$
(9.30)

où l'on fait bien apparaître dans cette égalité, la convolution du terme de MTF par le sinus cardinal bi-dimensionnel.

Lorsqu'on se trouve à une DDM non nulle, on fait apparaître un terme de phase des franges qui a pour effet de les translater proportionnellement à la DDM dans la direction de la fente, et ce à chaque longueur d'onde ( $\propto$  DDM/ $\lambda$ ).

L'expression analytique de ce cas est très complexe, mais on peut faire quelques approximation qui facilitent le calcul. Dans la fenêtre spatio-spectrale (**Figure 9.7**), en général la largeur spectrale permet de faire l'approximation qu'à une DDM donnée, le déphasage des franges au voisinage de la longueur d'onde centrale est proportionnel à cette longueur d'onde. De même on peut considérer que le réseau se comporte comme un élément dispersif linéaire, c'est-à-dire que chaque élément spectral se trouve à une position  $z \propto \lambda$ . Ces deux hypothèses permettent d'écrire le terme de phase  $\varphi$  chromatique relatif à la DDM comme,

$$\varphi(\lambda) = \text{DDM} \frac{2\pi z(\lambda)}{\lambda_{m}F}$$
(9.31)

Ce terme correspond au déphasage  $\Phi$  de la **relation 9.11** pour laquelle on peut écrire que l'argument du cosinus devient,

$$\frac{2\pi \vec{\mathsf{B}}.\vec{\mathsf{x}}}{\lambda_{\mathsf{m}}\mathsf{F}} - \mathsf{DDM}\frac{2\pi\,\mathsf{z}}{\lambda_{\mathsf{m}}\mathsf{F}} \tag{9.32}$$

Les pics hautes fréquences vont alors être déplacés dans le spectre de puissance, en fonction de la DDM introduite. Ce déplacement correspond à la convolution de la partie haute fréquence de la MTF par la transformée de Fourier du cosinus dont l'argument est celui de l'**expression 9.32**. Cette transformée de Fourier est de la forme,

$$\int_{z=\lambda_{m}-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda_{m}+\frac{\Delta\lambda}{2}} \int_{x=x_{0}-\frac{\Delta x}{2}}^{x_{0}+\frac{\Delta x}{2}} \cos\left(\frac{2\pi \vec{B}\vec{x}}{\lambda_{m}F} - DDM\frac{z}{\lambda_{m}}\right) e^{-2i\pi(ux+vy)}dx dz = \frac{\Delta x}{2} \frac{\Delta\lambda}{2} \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta x}{2}(2\pi u - \frac{2\pi \vec{B}\vec{x}_{0}}{\lambda_{m}F})\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\lambda}{2}(2\pi v + \frac{DDM}{\lambda_{m}})\right) + \frac{\Delta x}{2} \frac{\Delta\lambda}{2} \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta x}{2}(2\pi u + \frac{2\pi \vec{B}\vec{x}_{0}}{\lambda_{m}F})\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\lambda}{2}(2\pi v - \frac{DDM}{\lambda_{m}})\right)$$
(9.33)

où  $\vec{x}_0$  est le vecteur unitaire portant  $\vec{x}$ . La **relation 9.33** n'est autre que la convolution d'un sinus cardinal 2D (fenêtre spatio-spectrale) avec les pics de Dirac relatifs aux fréquences spatiales et au déplacement dû à la DDM (**Figure 9.7**).



Figure 9.7. Représentation de la fonction qui convolue les pics haute fréquence dans le spectre de puissance lorsque la différence de marche (DDM) n'est pas nulle (l'axe horizontal représente les fréquences spatiales, et l'axe vertical, la DDM en nombre d'onde).

On a donc montré, grâce aux équations 9.30 et 9.33 que pour une bande spectrale donnée et à n'importe quelle DDM, la somme des MTF monochromatiques anamorphosées est bien convoluée à la fonction sinus cardinal bi-dimensionnelle. Ceci implique donc que lors du calcul de l'énergie des pics haute fréquence, il est préférable de considérer la totalité de l'énergie du "pic frange", et non simplement une coupe passant par son maximum, ce qui permet en outre de maximiser le rapport signal sur bruit. Ceci a donc permis de traiter de manière plus robuste les données de mauvaise qualité, c'est-à-dire là où les pics franges avaient dérivé durant l'acquisition.

#### 9.3.3 Caractéristiques du spectromètre

Le mode franges dispersées est le mode de fonctionnement le plus utilisé actuellement. Il permet d'accéder de manière continue à l'information spectrale de la visibilité de l'objet grâce aux réseaux de diffraction. Trois réseaux permettent d'obtenir des résolutions spectrales (**R**) différentes qui dont les couvertures spectrales à 700 nm sont indiquées dans le **tableau 9.3.3**.

Le spectromètre de GI2T/REGAIN autorise l'acquisition simultanée des franges d'interférence dans les deux voies (voir **Figure 9.1**), sauf pour la résolution la plus basse, auquel cas, seule une caméra est utilisée. Pour les 3 résolutions spectrales disponibles, la séparation spectrale varie de 40 à 120 nm (voir **tableau 9.3.3**).

Caractéristiques du spectromètre de GI2T/REGAIN					
	Résolution Couverture Distance spectrale				
Réseau	spectrale <b>R</b>	spectrale (nm)	canal Rouge $\rightarrow$ Bleu		
100 tr/mm	1 667	~35	N/A		
300 tr/mm	5 000	~12	~120		
1800 tr/mm	30 000	~2	${\sim}40$		

\* Correspond au mode où les deux caméras sont utilisées simultanément.

Tableau 9.2. Longueurs de cohérences dans les différentes configurations spectrales du GI2T.

### 9.3.4 Les détecteurs à comptage de photons au GI2T

A partir de 1988, et jusqu'en 1995 les données étaient enregistrées sur la caméra **CP40-**I (**Blazit 1988** [23]). Lui a succédée la caméra RANICON, avant de finalement utiliser un deuxième exemplaire de la caméra CP40 (**CP40-II**). Enfin, mon travail sur les caméras CP20 (**§9.4**) et Algol (**chapitre 8**, **Figure 9.10**) permettent d'acquérir les données d'observation depuis fin 1999. La caméra Algol est utilisée depuis décembre 2001.



Figure 9.8. Les caméras CP20 (à gauche, installée dans la "voie bleue" du spectromètre de GI2T/REGAIN) et Algol-P (à droite) dans sa version la plus aboutie.

# 9.4 Implantation du système CP20++

Selon l'architecture décrite dans les chapitres 7 et 8, un des premiers objectifs pour moi était de valider le nouveau système dans des conditions réelles d'observation, avec comme

Spécifications pour les caméras de GI2T/REGAIN				
Détecteur	CP20	Algol-P		
Spécification				
Temps de pose élémentaire	20 ms	<b>10 ou 20 ms</b> (50 ou 100 im/s)		
Nombre de pixels actifs	384 × 288	<b>764</b> $ imes$ <b>574</b> (à 50 et 100 Hz)		
Efficacité quantique	< 12% (max à 550 nm)	< 12% (max à 550 nm)		
Echantillonnago dos frangos	9,2 pixels/frange @650 nm	16,6 pixels/frange @650 nm*		
Echantillonnage des hanges	7,0 pixels/frange @500 nm	12,6 pixels/frange @500 nm*		
Flux de photons maximal•	> 10 <sup>6</sup> ph/s	> 10 <sup>6</sup> ph/s		

\* Ce facteur d'échantillonnage important est dû au fait que la réduction entre le premier et le secondintensificateur a été supprimée.

• Ce flux représente la capacité de traitement du système, et ne tient pas compte des éventuelles non linéarités photométriques, fonction de la distribution d'intensité dans les images.

#### Tableau 9.3. Caractéristiques des caméras à comptage de photon du GI2T/REGAIN.

objectif les programmes astrophysiques sur PCygni et Véga entre autres.

Au départ, le système de pilotage de la CP20, était complètement autonome, sans aucune interface avec le système de pilotage automatique du GI2T. Les premiers tests ont débuté au début de l'année 2000 avec le système de centrage de photons utilisant les processeurs DSP (*Digital Signal Processors*, voir §7.6). A cette époque, ces tests ont essentiellement consisté en des enregistrements de franges sur le simulateur externe de l'interféromètre, afin de s'assurer que les franges d'interférence étaient bien visibles. Cela m'a permis de me familiariser encore plus avec le fonctionnement global de l'instrument, et aussi de largement contribuer à la mise à jour et à la correction de certains points durs dans la phase de qualification de GI2T/REGAIN.

Les spécifications des détecteurs pour l'utilisation sur GI2T/REGAIN sont reportées dans le **Tableau 9.4**.

### 9.5 Détecteur et Suiveur de Franges

Bien que n'étant pas destiné à accomplir la tâche de suiveur de frange, et suite aux pannes répétitives de la caméra CP40, j'ai décidé d'implémenter un détecteur de franges pour le mode 'franges dispersées'. Bien que la détection en soi, soit primordiale pour l'enregistrement de données, le suivi de frange n'en est pas moins important.

#### 9.5.1 Recherche des franges

La **Figure 9.9** illustre le principe de la recherche de différence de marche nulle (point de cohérence maximale) dans le mode "franges dispersées". Chacune des tavelures dispersées est modulée par la figure de frange qui correspond au cadre noir de la **Figure 9.9**.

		tr/mm (R)				
	100 (	1 <mark>667</mark> )	300 (5 000)		1800 ( <mark>30 000</mark> )	
$\lambda$ (nm)	$\ell_{c}$ (mm)	$\delta\lambda$ (nm)	$\ell_{c}$ (mm)	$\delta\lambda$ (nm)	$\ell_{c}$ (mm)	$\delta\lambda$ (nm)
400	0,67	0,240	2,00	0,080	12,0	0,013
500	0,83	0,300	2,50	0,100	15,0	0,017
600	1,00	0,360	3,00	0,120	18,0	0,020
700	1,20	0,420	3,50	0,140	21,0	0,023
800	1,33	0,480	4,00	0,160	24,0	0,027

Tableau 9.4. Longueurs de cohérences dans les différentes configurations spectrales du GI2T.



Figure 9.9. Illustration du principe de recherche de la différence de marche nulle. Les franges sont dispersées (axe des ordonnées), et la fenêtre correspond à la modulation d'intensité visible dans chaque tavelure. Au premier ordre dans cette fenêtre, les franges ont la même inclinaison. On recherche donc la position de la fenêtre pour laquelle les franges sont parallèles à la direction de dispersion.

En changeant la position de la ligne à retard, on déplace cette zone dans ce diagramme jusqu'à trouver la zone où les franges sont parallèles à la direction de dispersion. Plus on s'éloigne du point de DDM nulle, plus le contraste des franges devient faible, en raison de la résolution spectrale limitée (qui conditionne l'enveloppe de cohérence spatio-temporelle). Le facteur d'atténuation b est relié à la longueur de cohérence et à la différence de marche par,

$$\beta = \operatorname{sinc} \frac{\pi \mathsf{DDM}}{\ell_{\mathsf{C}}}$$

où

$$\ell_{\mathsf{c}} = rac{\lambda^2}{\delta\lambda} = \lambda \cdot \mathsf{R}$$

Vu la faible largeur de la bande spectrale (dl de quelques Angströms au plus) disponible pour chaque réseau, au premier ordre les franges ont la même inclinaison.



Figure 9.10. Atténuation de la visibilité en fonction de la DDM entre les deux bras de l'interféromètre : (continu) réseau 1800 tr/mm, (tirets) 300 tr/mm et (pointillés) 100 tr/mm. Les courbes foncées correspondent à λ=700 nm et les courbes claires à λ=500 nm.

A la longueur d'onde moyenne  $\lambda_m$ , l'inclinaison de la frange centrale est donnée par son angle  $\alpha$ ,

avec,

$$egin{aligned} & x = rgtan \, rac{\mathsf{n}_{\mathsf{pix}}(\lambda_\mathsf{m})}{\Delta \mathsf{Y}_{\mathsf{pix}}} rac{\Delta \phi}{2\pi} \ & \ \Delta \phi = \pi \, \mathsf{DDM} rac{\Delta \lambda}{\lambda_\mathsf{m}^2} \end{aligned}$$

et où  $\Delta Y_{pix}$  est la dimension verticale en pixels des images,  $\Delta \lambda$  représente bien la largeur de la bande spectrale observée sur le détecteur.

Dans l'espace de Fourier (spectre de puissance), le pic haute fréquence va se trouver à la position moyenne fm( $k_x$ , $k_\lambda$ ) -  $k_x$  et  $k_\lambda$  étant les coordonnées en pixel du point considéré. Géométriquement, si on trace la droite qui passe par le point fm et le centre du spectre de puissance, l'angle entre l'axe ul et cette droite est identique à a puisque la transformée de Fourier préserve les angles. De cette relation simple, puisqu'on est supposé connaître l'échan-tillonnage npix(lm) des franges à la longueur d'onde lm, on en déduit la DDM correspondant à une position  $k_\lambda$  mesurée.

Dans la pratique, la mesure de la DDM en passant par les transformées de Fourier rapide (FFT) s'obtient par (Kœchlin 1996 [64]),

$$\text{DDM} = \textbf{k}_\lambda \frac{\lambda_\text{m}^2}{\Delta \lambda}$$

Cette relation fixe donc également la variation de DDM minimale (dDDM) que le suiveur de frange peut corriger, du fait de la discrétisation dans l'espace de Fourier (lorsque  $k_{\lambda} > 1$ ). La

précision réelle de correction peut être obtenue en interpolant les pics haute fréquence dans le spectre de puissance issus de la FFT. Selon le RSB du pic de détection, on peut atteindre une précision de correction de l'ordre de quelques microns (qui dépend également du réseau utilisé).

Dans une première phase, il s'agit de détecter le pic frange dans le spectre de puissance bi-dimensionnelle. Pour se faire, on peut soit choisir de calculer la transformée de Fourier (FFT dans le cas du traitement en temps-réel) de chaque image pour obtenir le spectre de puissance moyen des images courte pose, ou de calculer la somme des auto-corrélations (AC) de chaque pose courte, et d'en calculer la transformée de Fourier au bout d'un certain nombre d'images défini par l'utilisateur. Dans le régime de comptage de photons cette dernière approche est bien moins coûteuse en temps de calcul. En effet le nombre d'opérations pour l'AC est proportionnel au carré du nombre de photons, alors que la FFT demande un nombre de calculs en virgule flottante proportionnel à N x Log<sub>10</sub>N, N étant le nombre d'éléments du tableau source.

La **Figure 9.11** est une capture d'écran de l'interface utilisateur qui permet de piloter la camera, de communiquer avec le système de contrôle et de visualiser les franges d'interférence dans le mode de détection.



Figure 9.11. L'interface utilisateur de la caméra CP20 avec son système de détection de franges en cours d'opération.

A - Fenêtre de visualisation des photons "centrés" en temps réel

**B** - Affichage du spectre de puissance bi-dimensionnel calculé à partir de l'autocorrélation des poses courtes élémentaires

**C** - Coupe du pic frange (intégré sur quelques lignes dans le sens des fréquences spatiales pour accroître le rapport signal à bruit). On voit ici l'effet du trou du centreur qui peut être corrigé si nécessaire (ajustement d'une parabole). On voit sur ce graphique l'indication "send à 28.1 mu" qui indique à l'utilisateur la DDM à ajouter ou retrancher pour positionner le pic frange à une DDM de référence (qui n'est pas exactement zéro pour s'affranchir des éventuels artefacts de l'effet de fenêtrage, les "aigrettes" transversales).

**D** - Fenêtre de contrôle de la connexion réseau (serveur "socket") avec le système de contrôle de l'interféromètre. Parmi les commandes les plus importantes, on peut noter : mise à l'heure sur le serveur de temps du plateau de Calern, démarrage/arrêt d'un enregistrement, datation des images en cours d'enregistrement, réception de tous les paramètres utiles de la configuration de l'interféromètre (nom du fichier à enregistrer, réseau, longueur d'onde, angle horaire,...).

E - Fenêtre de paramétrage de la caméra.

**a**. Initialisation de la carte DSP. Les nœuds de communication sont initialisés et des tests de bon fonctionnement sont effectués. En cas de problème, une boîte de dialogue signale le problème.

**b**. Sélection du mode de fonctionnement. Parmi les plus importants : visualisation des photons centrés sans action (pour les réglages par exemple), enregistrement d'un fichier de données, détection des franges.

c. Démarrage de l'action (définie en b).

d. Arrêt.

e. Réglage des paramètres de numérisation du signal vidéo (gain et offset).

**f**. Paramètres relatifs au flux de photons et au bon fonctionnement de l'acquisition en général (flux de photons moyen/instantané, nombre d'images, cadence d'image.

**g**. Dans cette zone, on trouve un ensemble de boutons et glissières qui permettent de définir les paramètres lors de la détection de franges : nombre d'images à intégrer avant d'afficher le spectre de puissance, réglage pour la visualisation du spectre de puissance, effacement manuel ou cyclique des données du spectre, indicateur de signal à bruit sur le pic frange.

Bien que cette interface puisse paraître complexe, elle regroupe toutes les informations nécessaires au bon déroulement d'un enregistrement. Je me suis également efforcé de placer quelques garde-fous à des endroits stratégiques qui évitent les erreurs de manipulation.

### 9.5.2 Stabilisation de la différence de marche : le suivi de franges

Un fois détectées, les franges doivent être stabilisées à une DDM constante, à zéro ou proche de zéro (pour des raisons liées au traitement du signal). Le suiveur de frange doit pouvoir pallier à deux effets instrumentaux distincts dans le cas du GI2T : assurer d'une part une compensation de la dérive de la DDM de l'interféromètre qui est un effet lent et relativement uniforme, et d'autre part, la correction rapide d'effets mécaniques ponctuels (par exemple le mouvement de rattrapage du miroir tertiaire sur les télescopes). Ces deux effets sont illustrés sur la **Figure ??**.

La dérive est de DDM due à des erreurs d'estimations de certains paramètres géométriques qui régissent le comportement de la ligne à retard. Parmi eux, on peut citer par exemple les déformation de la ligne de base, le non parallélisme des faisceaux des télescopes et de la table REGAIN. D'une manière générale, il est nécessaire de faire la cartographie de la dérive en fonction des coordonnées des objets observés, et de maîtriser parfaitement la métrologie de la base, ce qui n'est pas encore le cas.

Lors d'observations sans suivi de frange dynamique, II est possible pour des étoiles souvent observées de compenser cette dérive en envoyant régulièrement un offset constant à la ligne à retard. Ce fut le cas lors de certaines de mes observations, où, ne disposant pas de suiveur de frange, j'ai créé un tel compensateur de dérive. Le résultat s'est révélé convaincant (**Figure 9.12**), mais la stabilité de la dérive d'une nuit à l'autre et en fonction de l'objet observé et de l'heure d'observation ne s'est pas avérée être suffisamment stable pour être systématiquement reproductible. Elle fut utilisée seulement lorsque nous constations que la dérive était significative.



Figure 9.12. Comparaison de trois fichiers de données ayant subit les effets de dérive lente et de rattrapage mécanique ponctuel (gauche), et avec compensation de dérive (au milieu et à droite). On voit également l'effet du trou du centreur du au flux important (> 1000 photons/image). Données du 11/09/2001, base 15 m (gauche), du 12/08/2001, base 12,5 m (milieu) et du 21/08/2001, base 30 m (droite).

### 9.5.3 Enregistrement des données et suivi de franges

Les données enregistrées n'ont pas pu bénéficier du suivi de franges car seule la caméra CP20 assurait la détection des franges et leur enregistrement. L'ordinateur de traitement qui pilotait CP20 devait *tout* prendre en charge :

1) l'acquisition des images de la caméra (par la carte de numérisation)

2) le calcul des coordonnées de photons (dialogue avec la carte DSP)

3) le calcul de l'autocorrélation de chaque image (processeur)

- 4) le calcul de la transformée de Fourier de cette autocorrélation (spectre de puissance)
- 5) la correction approximative du trou du centreur
- 6) l'identification et la localisation du "pic frange"

sans compter toutes les procédures de mise à jour des informations de l'interface utilisateur. Contrairement au système de la caméra CP40 qui prenait en charge relativement indépendamment toutes ces tâches, le PC que j'utilisais a montré ses limites lorsqu'il s'est agi en plus d'enregistrer de manière continue et fiable toutes les données.

Bien que les coordonnées de photons soient stockées en mémoire pour le suivi de franges, le manque de temps ne m'a pas permis d'implanter un mode où ces données seraient enregistrées simultanément, car le suivi ne s'effectue pas en temps-réel (à cause de la puissance de calcul limitée du PC dédié). Il serait néanmoins possible d'inclure une gestion de ce retard afin d'enregistrer les données ayant servi au suivi de franges.

Une solution a consisté à implanter (décembre 2001) l'algorithme de détection et de suivi développé par **Laurent Kœchlin** (appelé **RAFT**, *Rapid Active Fringe Tracker*) qui était écrit en C, et donc relativement facile à inclure dans mon programme. Cet algorithme complexe, s'attache à identifier les tavelures dans chaque image, à les isoler, et à en calculer la transformée de Fourier seulement pour la ligne du spectre de puissance qui contient la quasi-totalité de l'information du pic haute fréquence.

La procédure consiste donc maintenant à détecter le pic haute fréquence grâce à la visualisation du spectre de puissance 2D, puis, lorsque le pic est identifié, il suffit de passer en mode suivi en utilisant l'algorithme décrit.

### 9.6 Limitations pour la détection et le suivi de franges

#### 9.6.1 Signal à bruit

L'expression du RSB dans les conditions du suivi de frange en interférométrie de Michelson a été étudié par divers auteurs (**Prasad & Kulkarni 1989** [100], **Brummelaar 1997** [33], **Lawson 1995** [72]). On montre que le rapport signal à bruit dans l'image comportant **n**<sub>ph</sub> photons en moyenne, pour une visibilité **V** donnée a pour expression,

$$\label{eq:RSB} \text{RSB} = \frac{V^2 \cdot n_{ph}}{4 \cdot \sqrt{1 + V^2 \cdot \frac{n_{ph}}{2}}}$$

Le terme de visibilité doit prendre en compte toutes les sources de dégradation du contraste des franges (voir **§9.6.5**) qui sont nombreuses dans le cas du GI2T.

### 9.6.2 Comparaison aux données d'observation

Je vais donner ici quelques comparaisons des résultats théoriques ci-dessus avec des données enregistrées dans des conditions d'observation. Cependant, plusieurs paramètres ne sont pas bien connus, et on peut compter parmi eux :

- le nombre de tavelures exactes par image
- le paramètre de Fried  $r_0$
- la vitesse du vent (temps de vie des tavelures)
- les paramètres de guidage exacts des 2 télescopes (ce qui correspond à la superposition des deux images provenant des télescopes)
- la photométrie différentielle entre les deux voies

Pour les comparaisons, je fais donc des hypothèses sur ces paramètres, sachant que certains n'ont pas une influence décisive sur la dégradation du contraste des franges.

La **Figure 9.13** illustre l'évolution du rapport signal à bruit au cours d'un enregistrement sur l'étoile Deneb ( $\alpha$ Cyg) le 27 juin 2001 avec une base de 12 mètres. Cette évolution du RSB a été calculée à posteriori, sur le fichier de photons enregistré.

La méthode consiste à calculer l'autocorrélation de N images, et d'en calculer le spectre pour faire apparaître les pics haute fréquence. Le signal à bruit est mesuré en ayant au préalable corrigé éventuellement du trou de centreur (si le flux est important localement et si le nombre d'image devient important).



Figure 9.13. Evolution de la position du pic frange (haut) et du rapport signal sur bruit calculé toutes les 50 images (1 s) (bas).

### 9.6.3 Amélioration du RSB pour le suivi de frange

Pour améliorer le rapport signal à bruit de détection du pic, on peut exploiter la symétrie de la densité spectrale de puissance des franges. En effet, on peut additionner la contribution d'un pic frange avec sa contrepartie symétrique, en ayant pris soin de la décaler d'un offset correspondant à la mesure de la DDM (estimation faite sur un seul premier pic). Le bruit est alors décorrélé de part et d'autre des pics franges, et ce, dans tous les cas, permettant ainsi, en les additionnant, de gagner un facteur  $\sqrt{2}$  sur le RSB du pic frange.

### 9.6.4 Temps de vie des tavelures

D'après Roddier (**Roddier et al. 1982** [106]) le temps de vie des tavelures (temps de cohérence), c'est à dire le temps caractéristique que met la réalisation de tavelures à se renouveler complètement, est proportionnel à  $\mathbf{r_0}$  et inversement proportionnel à la vitesse moyenne des couches turbulentes :

- l'interférométrie des tavelures  $\tau_t(\lambda)$  = 0,36 r<sub>0</sub>( $\lambda$ ) /  $\sigma_v$
- l'interférométrie de Michelson  $\tau_t(\lambda)$  = 0,31 r<sub>0</sub>( $\lambda$ ) / v\*

avec  $r_0(\lambda) \propto \lambda^{6/5}$ ,  $\sigma_v$  l'écart type de la vitesse du vent, et  $v^*$  la vitesse moyenne du vent.

La dépendance en  $r_0$  implique une dépendance en  $\lambda^{6/5}$  et donc ce temps de vie temps de vie devient critique pour les longueurs d'onde plus courtes.

$\lambda$ (nm) r <sub>0 500 nm</sub>	500	600	700	800
10 cm	7,2 ms	9,0 ms	10,7 ms	12,6 ms

Tableau 9.5. Quelques domaines de longueur d'onde et les temps de vie des tavelures caractéristiques en fonction de diverses conditions de  $r_0$  et avec  $\sigma_v = 5$  m.s<sup>-1</sup>.

### 9.6.5 Atténuation de la visibilité instrumentale

Les causes d'atténuation de la visibilité sont diverses. Elles peuvent être plus ou moins statiques et constantes dans le temps (e.g. transmission des optiques, stabilité mécanique) ou plus variables, car dépendantes des conditions d'observation (qualité du guidage des télescopes, position des images sur la fente du spectromètre,...). Plusieurs études, notamment sur le GI2T (Thureau 2001) ont permis de formaliser ces sources d'atténuation.

- L'inégalité du flux (noté F) relative des deux bras interférométriques

$$\alpha = 2 \frac{\sqrt{F_N/F_S}}{1 + F_N/F_S}$$

- Lorsque que l'on s'éloigne de l'enveloppe de cohérence spatio-temporelle, le facteur d'atténuation  $\beta$  est (voir aussi page **page 175**)

$$\beta = \operatorname{sinc} \frac{\pi \mathsf{DDM}}{\ell_{\mathsf{c}}}$$

- Les faisceaux optiques des deux télescopes n'ont pas la même orientation tout le long du chemin optique, et produit une rotation de champ différentielle responsable d'une atténuation du contraste des franges. Le facteur d'atténuation  $\gamma$  peut s'écrire comme (**Rabbia 1989**),

$$\gamma = \frac{1}{\cos 2\theta}$$
 avec  $\theta = \arcsin\left(\frac{\sin H}{\sin \varphi \cdot \cos \delta}\right)$  et où

H,  $\delta$  et  $\varphi$  sont respectivement l'angle horaire de l'étoile, la déclinaison de l'étoile et l'angle entre la direction de la base et la direction de l'étoile.

Plusieurs autres causes de dégradation du contraste sont décrits plus en détail dans la thèse de **Nathalie Thureau (Thureau 2000** [118]), parmi lesquelles

- La superposition des deux étoiles sur la fente (inclinaison relative des fronts d'onde)
- Les résidus des divers asservissements actifs (ligne à retard, pointage,...)
- La position relative des pupilles des deux télescopes (lors de la course de la ligne à retard, et contrôlée par un miroir à courbure variable)
- La dispersion et la réfraction atmosphérique
- La propagation chromatique dans les dioptres
- Les défauts de traitement optique (déséquilibrage des flux relatifs dans les deux bras)
- La polarisation différente dans les deux bras des champs électromagnétiques
- Les aberrations optiques

La majorité de ces phénomènes sont bien connus, et des solutions optiques ont été mises en place pour minimiser ces différents effets. D'autres effets (position des images sur la fente), plus liés à la mécanique de l'interféromètre sont plus difficile à maîtriser, car variables selon les observation (poursuite des télescopes). Ces problèmes rendent le traitement des données plus complexes, mais des moniteurs de paramètre permettent dans une certaine mesure d'inclure ces effets dans les mesures de visibilité (données de guidage, sélection minutieuse des images à posteriori, etc.)

# 9.7 Observations & performances sur le ciel

### 9.7.1 Méthode de référencement chromatique ("lambda boostrapping")

Dans le cadre de l'exploitation scientifique de l'instrument qui allait pouvoir débuter au début de l'année 2001, et également dans le contexte de son ouverture à la communauté astronomique (à la même date), plusieurs d'entre nous ont élaboré des programmes soit internes aux membres de l'équipe, soit en collaboration avec des astronomes extérieurs.

En ce qui me concerne, j'ai soumis un programme sur la super géante P Cygni (voir Annexe D), suite notamment à des résultats récents en optique adaptative (**Chesneau et al. 2000** [37]) et en continuité avec les observations déjà menées au GI2T (**Vakili et al. 1997** [122]). J'ai également contribué au programme initié par **A. Domiciano** qui visait à mettre en évidence la réalité physique de l'assombrissement gravitationnel (effet von Zeipel (**von Zeipel 1924** [126]), **Domiciano et al. 2002** [44]) sur Véga.

Dans ce contexte, et sur une idée de F. Vakili, nos réflexions ont abouti à une méthode d'observation nouvelle, qui exploite au mieux les possibilités du spectromètre du GI2T, dans les

cas où l'on cherche à mettre en évidence des effets chromatiques (variations du diamètre dues à un assombrissement centre-bord chromatique par exemple). Cette méthode peut également servir à la détermination de diamètres stellaires si l'on dispose de suffisamment de points de mesure, par ajustement de modèles sur les points de visibilité non calibrés (mais référencés par rapport à une longueur d'onde fixe).

#### Méthode 1

Dans la mesure où les changements de configuration des réseaux du spectromètre sont très rapides, il est intéressant d'utiliser cette possibilité pour faire des aller-retours entre deux domaines de longueur d'onde distants d'une centaine de nm. Les séquences d'observations  $\lambda_0 \Rightarrow \lambda_n$  très rapprochées favorisent l'hypothèse que dans le court lapse de temps  $t_{\lambda_0} \rightarrow t_{\lambda_n}$  les conditions atmosphériques, et en général la fonction de transfert de l'interféromètre, ne change quasiment pas. On peut donc calibrer les mesures aux  $\lambda_n$  sur la longueur d'onde  $\lambda_0$ , en ayant en plus l'avantage de pouvoir mieux suivre une éventuelle évolution des conditions d'observation (conditions de turbulence atmosphérique), par des enregistrements répétés à la longueur d'onde  $\lambda_0$ . Cette méthode devrait être beaucoup moins sensible aux effets instrumentaux par rapport à celle qui consiste à pointer une étoile de référence, puisqu'on n'effectue qu'un changement de position du réseau courant (ce qui est très rapide - quelques dizaines de secondes tout au plus, comparé au temps qu'il faudrait pour pointer une étoile de référence). Ceci se justifie particulièrement bien dans le cas du GI2T dont la vitesse de pointage des télescopes est assez faible, d'où une perte de temps non négligeable dans le cas où l'on décide de faire des aller-retours entre l'étoile de science et sa référence.

#### Méthode 2

Les observations simultanées dans les deux chambres peuvent permettre de connaître le rapport des énergies hautes fréquences à deux longueurs d'ondes relativement éloignées selon la configuration du spectromètre (120 nm avec le réseau 300 tr/mm, et 40 nm avec 1800 tr/mm). Ceci a clairement l'avantage de pouvoir s'affranchir d'un ajustement du pic basse fréquence (pic tavelure) aux deux longueurs d'onde, qui est une difficulté en lui-même.

La souplesse d'utilisation des réseaux permet de définir une séquence d'observation qui consiste à observer à une longueur d'onde commune pour les deux détecteurs afin de raccorder les mesures. Dans le cas où les longueurs d'onde sont très éloignées, le temps de cohérence de l'atmosphère peut varier sensiblement. Un test supplémentaire consiste alors à observer dans la longueur d'onde la plus courte avec le détecteur le moins performant (i.e. le moins rapide).

Une observation bien gérée dans le temps (le temps où l'étoile reste observable) peut permettre effectivement d'exploiter au mieux les capacité du Gi2T, ou de tout autre instrument qui possède un spectromètre et qui permet d'avoir accès au spectre de manière continue.



Figure 9.14. Ces courbes illustrent ce que l'on pourrait attendre d'une observation simultanée à 620 nm et 500 nm dans les deux chambres du spectromètre. Elles représentent le rapport entre la courbe de visibilité de l'étoile simultanément observée dans le rouge et dans le bleu. Le diamètre de référence est de 3,08 mas dans le rouge (modèle de disque uniforme actuellement admis) dont la courbe de visibilité<sup>2</sup> est tracée en pointillés (normalisation arbitraire). La courbe en tiret est le rapport des visibilités<sup>2</sup> mesurées respectivement à 620 et 500 nm attendu pour un diamètre apparent de 3,02 dans le bleu (2% de variation du diamètre apparent). Idem pour la courbe en tirets-points pour un diamètre apparent de 2,93 mas dans le bleu (5% de variation du diamètre apparent). Ces écarts de diamètre de quelques pour cents pourraient effectivement être mis en évidence sur Véga si l'effet d'assombrissement gravitationnel prédit (effet von Zeipel) existe.

La Figure 9.14 montre que dans le cas d'une étoile comme Véga, la variation du diamètre apparent à des longueurs d'onde différentes (ici 620 et 500 nm) peut être mise en évidence en utilisant la méthode d'observation simultanée. La précision sur les mesures du contraste des franges est estimée inférieure à 1%, ce qui ne semble pas impossible à réaliser, puisque dans ce cas, il ne s'agirait pas de déduire deux valeurs du contraste de manière indépendante sur un ensemble de points, mais bel et bien de calculer le rapport direct des énergies hautes fréquences pour chaque domaine de longueur d'onde (rouge sur bleu par exemple).

L'avantage décisif de cette méthode différentielle est de s'affranchir de l'ajustement du pic basse fréquence qui est une source d'erreur considérable, parfois difficilement quantifiable. Il reste à vérifier que cette méthode est stable, et peu sensible aux effets chromatiques. Le test de la méthode peut s'effectuer sur un ensemble d'étoiles non résolues qui peuvent en même temps servir de calibrateur (c'est-à-dire de déterminer la correction a apporter au rapport des énergies pour chaque longueur d'onde), s'il est avéré que la méthode est effectivement stable.

L'exploitation de ce genre d'observation, et les conclusions quant à la nature du phénomène

observé restent encore à démontrer, mais on peut penser qu'elle sera très bientôt mise en œuvre.

Toutes ces considérations observationnelles de l'effet von Zeipel en interférométrie est décrit dans **Domiciano et al. 2002** [44], c'est pourquoi je ne m'y attarderai pas dans ce document.

### 9.7.2 Tentative d'exploitation de la méthode 1 : observation de Véga

Je ne parlerai ici que de la première méthode, puisqu'au moment des observations, nous (A. Domiciano et moi-même) ne disposions que d'un seul détecteur valide, la caméra CP20 (la caméra CP40 étant hors d'usage). Ces observations ont eu lieu en octobre 2001. Nous voulions utiliser la méthode pour observer Véga, alors qu'elle n'était plus observable qu'à la tombée de la nuit. Cette observation "de la dernière chance" nous a donc encouragé à positionner les télescopes à une base de 30 mètres, et de tenter de procéder à des aller-retour à des longueurs d'onde très éloignées les unes des autres.

Les conditions d'observations n'étaient pas très favorables puisque nous avons débuté l'observation au couché du soleil, avec déjà près d'une heure après le passage au méridien de Véga (transit de l'étoile). En outre, la course de la ligne à retard tend à accumuler ses erreurs de paramétrage plus on s'éloigne du transit. En l'occurrence, j'ai pu constater que la dérive étatit bien plus rapide au-delà d'une heure après le transit de l'étoile.

Configuration de l'interféromètre :

Base	30 m
Réseau	100 tr/mm (afin de favoriser le flux aux longueurs d'onde rouges)
Caméra	CP20

Ces données ont été réduites grâce à une sélection minutieuse des meilleures images par une post-détection de franges (suivi de franges à posteriori). Cette analyse a permis, lorsque le contraste n'était pas trop faible (> 5 %), de repérer les séquences d'image présentant le signal le plus fort (en terme de RSB). Ce procédé a donc été rendu possible pour les longueurs d'onde les plus rouges (> 600 nm).

La liste des observations chronologiques figure dans le Tableau C.1.

Comme on peut le constater, il y a une très bonne cohérence de ces mesures de visibilités tout au long de cette observation. Les changements rapides de la configuration des réseaux, et les aller-retour entre les longueurs d'onde bleues et rouges permettent dans ce cas de vérifier la bonne stabilité de la visibilité instrumentale. Si nous avions disposé d'une plus grande fenêtre d'observation (en temps), nous aurions pu répéter des acquisitions à des longueurs d'onde identiques, réparties dans le temps.

Fichier		Angle	Offset		V <sup>2</sup>	V <sup>2</sup>	V <sup>2</sup>
n°	Couronne horaire LAR ( $\mu$ m) $\lambda$ (nm)		brut	corrigé	théorique		
1	E	+0h57'	-7650	700	11,0 ± 2	32,8	32,8
2	E	+1h01'	-7650	512	-	-	-
3	E	+1h10'	-7670	700	11,2 $\pm$ 2	33,4	32,8
4	E	+1h13'	-7700	512	-	-	-
5	E	+1h19'	-7760	512	-	-	-
6	E	+1h27'	-7860	684	$\textbf{9,3} \pm \textbf{2}$	27,8	31,0
7	E	+1h40'	-7860	525	-	-	-
8	E	+1h42'	-7860	525	$\textbf{3,9} \pm \textbf{2}$	11,6	11,1
9	E	+1h44'	-7860	525	$\textbf{2,3} \pm \textbf{2}$	9,0	11,1
10	E	+1h49'	-7860	684	$\textbf{9,7} \pm \textbf{2}$	29,0	31,0
11	E	+1h52'	-7860	684	-	-	-
12	E	+1h56'	-7860	668	$8.0\pm3$	23,9	29,0
13	E	+2h00'	-7870	542	-	-	-
14	E	+2h05'	-7870	542	-	-	-
15	E	+2h08'	-7870	525	-	-	-
16	E	+2h11'	-7870	668	$9.0\pm2$	26,9	29,0
17	E	+2h16'	-7870	542	-	-	-
18	E	+2h21'	-7870	668	$\textbf{8.8}\pm\textbf{2}$	26,3	29,0
20	E	+2h24'	-7870	668	-	-	-
21	E	+2h27'	-7870	668	$\textbf{8.3}\pm\textbf{2}$	24,8	29,0

Tableau 9.6. Résumé des fichiers d'observation de Véga enregistrés en août 2001 avec une base de 30m.

#### 9.7.3 Programme d'observation de PCyg

Je renvoie à la page suivante pour les aspects scientifiques du programme que je ne redévelopperai pas ici. Les tentatives d'observation de PCyg ( $\alpha$ =20h17'47.20",  $\delta$ =+38°01'58.5") au cours de l'année 2001 n'ont portées leurs fruits qu'une seule fois (sur 3 tentatives), dans la nuit du vendredi 29 au samedi 30 juin 2001 (observateur, A. Spang, K. Zimmermann et moimême). Les conditions atmosphériques étaient très bonnes. Vu la faible magnitude de PCyg (V=4,9), la stratégie d'observation cette nuit a consisté à observer d'abord  $\pi$ Her, étoile de magnitude un peu moins élevée (V=3,1), mais à peu près à la même déclinaison ( $\alpha$ =17h15'02.8343"  $\delta$ =+36°48'32.983"). L'obtention des franges sur  $\pi$ Her a permis de trouver directement les franges sur PCyg sans avoir à les rechercher par sondage de la DDM optique.



*Figure 9.15.* Pics haute fréquence ("pics franges") issu d'une séquence d'acquisition sur PCyg dans le continu (640 à 650 nm) proche de la raie en émission  $H\alpha$ . 4353 images, nombre moyen de photons dans cette zone du spectre et par image, 61.

La **Figure 9.15** montre les pics haute fréquence dans le spectre de puissance moyen des images (4353 images au total, 61 ph/image), pris dans une zone du spectre continu (640 à 650 nm) proche de la raie Ha.

Le faible signal obtenu et le manque de suivi de franges pendant l'observation n'a pas permis de stabiliser la DDM. La conséquence est que la position des pics haute fréquence s'est révélée être plus ou moins aléatoire, empêchant de maximiser le RSB en additionnant la contribution de tous les fichiers.

Il faut néanmoins noter que les conditions d'observation n'étaient pas optimales en terme de transmission et donc de flux, puisqu'une lame séparatrice de la table REGAIN se trouvait être défectueuse (le traitement s'était dégradé). Le remplacement de cette lame dans les derniers mois de l'année 2001 a montré que la perte en flux causée par cette lame était de l'ordre de 2 à 3.

# DEMANDE DE TEMPS D'OBSERVATION

GI2T-REGAIN Période : Septembre 2000 – Mars 2001 Date limite : 30 Juin 2000

Observatoire de la Côte d'Azur Station de Calern 2130, route de l'Observatoire, 06460 Caussols Tél (33) 04 93 40 54 54 Fax (33) 04 93 40 44 31

#### AVERTISSEMENT

Cet appel d'offre est émis à titre expérimental. Pour ce premier semestre d'ouverture, seule une configuration restreinte de l'instrument focal est mise à la disposition des demandeurs Le comité local des programme attribuera le temps nécessaire à l'exécution de chaque programme en l'insérant au mieux dans la programmation du temps d'observation sur l'ensemble du semestre.

Structure thématique devant examiner la demande PNPS & GI2T-REGAIN

**Titre du Programme** : Stratification de l'atmosphère étendue de P Cyg et monitoring d'anisotropies de sa perte de masse par Imagerie Doppler Interférométrique (IDI) sub-mas. **Résumé du programme** : il s'agit d'observer de P Cyg (prototype de supergéantes bleues variables: LBV) pour obtenir un "cliché instantané" de la physique de son atmosphère étendue d'une part, de détecter et de suivre par spectro-intérférométrie différentielle à longue base les inhomogéneités de son vent pour déterminer le temps caractéristiques des éjectas de matière et de leur évolution dans l'environnement proche de l'étoile centrale jusqu'à interaction avec le vent continu ou les éjectas antérieurs.

Chercheur principal : Lyu ABE	Liste des éto	oiles observée	es	
Adresse : OCA, Fresnel, ISA	Objets étudi	és et étoiles d	le références	
2130, route de l'Observatoire	Nom	α <sub>J2000</sub>	δ <sub>J2000</sub>	V
06460 Saint-Vallier de Thiey	P Cyg	20 17	+38 01 58.5	4.9
		47.20		
e-mail :lyuabe@obs-azur.fr				
Tél : 04 93 40 54 90	Référence			
Fax : 04 93 40 44 31	ν Cyg		+41 10 01.7	3.9
Collaborateurs :	20	20 57		
Olivier CHESNEAU		10.42		
Armando DOMICIANO				
Farrokh VAKILI				
Equipe ISA-Calern				

Titre du Programme : Stratification de l'atmosphère étendue de P Cyg et monitoring d'anisotropies de sa perte de masse par Imagerie Doppler Interférométrique (IDI) sub-mas.

S'agit-il de la poursuite d'un programme antérieur ? OUI

### Nom du chercheur principal : Lyu ABE

#### 1 – justification scientifique du programme

Replacez votre programme dans le contexte scientifique international actuel (avec les références bibliographiques nécessaires) et mettez en relief les questions auxquelles les observations interférométriques demandées sont appelées à répondre. Ce développement peut faire l'objet d'une annexe.

La super-géante P Cyg, prototype de la classe LBV, a été largement observée et étudiée par diverses techniques et en paticulier par la HRA (voir réfs.) et constitue un cas d'école parmi les étoiles super-massives/lumineuses (30-40Msol, 10<sup>6</sup> Lsol)

Les étoiles massives ne représentent qu'un faible pourcentage des étoiles tant par le nombre que par la masse, mais leur influence sur le milieu galactique en terme d'énergie lumineuse et cinétique est prépondérante.

Mais l'évolution de ces étoile est très mal connue, car très rapide et dominée par une grande perte de masse. Le stade intermédiaire entre le type O et WR, appelé LBV (Luminous Bleu Variable) concentre une énorme perte de masse (8 a 15 masse solaire) en un laps de temps extrêmement court (moins de 20000 ans). C'est pourquoi très peu de ces étoiles sont statistiquement observables, et constituent des objets d'étude cruciaux. P Cyg est le prototype historique des LBV. Elle fut l'objet d'une gigantesque éruption en 1600, suivi d'une seconde vers 1654. Si on ne connaissait pas son passé historique, elle apparaîtrait a nos yeux comme une supergéante bleu sujette a une micro variabilité peu remarquable. A y regarder de plus près cependant, son taux de perte de masse de 1.5 10<sup>5</sup> Msol/ans est remarquable, et la microvariabilité est particulière tant en spectroscopie (voir Markova, 2000) qu'en photométrie (Percy, 1988) ou en polarimétrie (Taylor et al, 1991). Le mécanisme d'éjection des LBV est pour l'instant totalement inconnu. Comme la majorité des informations provenait de photométrie et de spectroscopie, la modélisation de cette variabilité a suivi des géométries simples, comme des coquilles de matière.

Ce programme d'observation à moyen terme vise à suivre l'évolution d'une ou de plusieurs structures supposées à l'échelle de la milliseconde d'arc, déjà mises en évidence lors de précédentes missions d'observation (Vakili, F. et al. 1997 A&A, 32, 183). D'autre observations plus récentes en optique adaptative ont également pu révéler l'existence de structures, mais à une échelle de distance (par rapport à l'étoile; Chesneau, O. et al. 2000 A&AS, 144, 523) bien plus importante (~100 fois plus éloigné). La suite naturelle à ces programmes consiste à tenter de suivre la dynamique de l'évolution de ces structures, ce qui nous permettrait de trouver un lien encore inédit entre ces observations à plusieurs échelles et aussi de mieux appréhender les mécanismes d'éjection de matière. D'après les résultats de ces deux observations, une hypothèse réaliste mène à penser que durant les 3.2 ans séparant les deux mesures, la structure proche de l'étoile (4 rayons stellaires) s'est déplacée à une distance 100 fois supérieure, donnant une vitesse de déplacement projetée de 110 km/s. Si cette hypothèse s'avère exacte, une campagne d'observation de 3 mois permettrait de mesurer un déplacement des ces structures proches de l'étoile.

### La stratégie d'observation se déroule en 2 temps:

1)Dans un première campagne "rapide" sur 2 nuits idéalement on cherche à déterminer le diamètre angulaire de P Cyg sur une bande spectrale aussi large que possible avec faible résolution spectrale pour comparer les visibilités dans continu et raies spectrales afin de contraindre la

#### Exploitation sur GI2T/REGAIN

stratification de l'atmosphère étendue de P Cyg. Cinq bases interféromtétriques effectuées par groupe de 3 sur 2 nuits successives (une base redondante de la première nuit à la deuxième) permettront d'estimer les diamètres angulaires équivalents (disques uniformes, assombris, lois empiriques) ultérieurement utilisés pour donner obtenir un schéma général de la physique de P Cyg.

2)Dans un deuxième temps on observe régulièrement, 1 base interférométrique/nuit **ET** par semaine avec la résolution spectrale intermédiaire de REGAIN pour détecter et monitorer par interférométrie différentielle (comme en 1994 avec le GI2T) les éjectas de matière asymétrique et suivre leur évolution dans le temps. Pour être compatible avec le but recherché, la période d'observation devra s'étendre sur au moins deux (~10 tranches de 4h par nuit). Ces 4 heures correspondent aux +-2h de super-synthèse rotationnelle terrestre pour obtenir une information partielle 2D éventuellement.

• Ce programme fait-il l'objet d'une campagne couplée à d'autre moyens d'observations ? Si oui, préciser les moyens et le calendrier de cette campagne.

Nous possédons des spectres ELODIE de P Cyg obtenus au 193 de l'OHP en collaboration avec l'équipe Mayor, collaboration mise "en veille" en attendant le redémarrage de ce projet sur le GI2T. Cette colaboration sera remise à jour à l'occasion de ce programme.

#### 2 – Configuration instrumentale demandée

Les caractéristiques et les performances du GI2T-REGAIN sont disponibles sur le serveur : http://www.obs-nice.fr/fresnel/HRA.html

En cas de besoin, s'adresser au responsables scientifique (D. Mourard) ou technique (G. Merlin) de l'instrument GI2T-REGAIN.

Le demandeur doit impérativement prendre contact avec le Comité Local des Programmes (D. Bonneau).

#### 2-1 Configuration de l'instrument focal « visible »

Le choix de la configuration de l'instrument focal utilisée doit être défini pour chaque observation de l'étoile étudiée et de l'étoile de référence associée.

#### Mode franges dispersées (FD)

Une configuration est définie par le choix de la (des) chambre(s) (Rouge (R)) et/ou Bleu (B)), de la longueur d'onde moyenne d'observation et de la résolution spectrale (choix du réseau).

- L'utilisation simultanée des chambres Rouge et Bleu avec le réseau R2 n'est possible que pour  $\lambda$ 

> 570 nm dans le Rouge et  $\lambda$  < 680 nm dans le Bleu.

- Contrainte sur la séparation des domaines spectraux :

pour R1,  $\langle \lambda_R - \lambda_B \rangle \approx 20$  nm, pour R2,  $\langle \lambda_R - \lambda_B \rangle \approx 170$  nm

### Mode franges dans images multichromatiques (MC)



Une configuration est définie pour la chambre fournissant 4 images filtrées par le choix de la longueur d'onde moyenne observée et du réseau.

Exemple : la configuration d'observation des franges au voisinage de la raie H $\alpha$  avec résolution spectrale moyenne s'écrira FD-R-656-R2 en mode franges dispersées et MC-4V-656-R2 mode images multichromatiques .

### Mode de mesure de la visibilité des franges

Les connaissances a priori sur la morphologie de l'objet étudié (dimensions angulaires, multiplicité, variabilité en fonction du temps ou de la longueur d'onde) sont à la base du calcul d'une estimation de la visibilité des franges et du choix d'une stratégie d'observation. Préciser si les observations doivent permettre la mesure de la visibilité des franges durant la mé nuit, en fonction de l'angle horaire (AH), de la longueur d'onde ( $\lambda$ ) ou de la base (B) ainsi éventuellement qu'en fonction de la date d'observation.

V(AH)	AH
$V(\lambda)$	LO
V(B)	BA
V(date)	DT

3 -Liste des étoiles à observer Ces informations sont indispensables. Elles concernent les étoiles étudiées ainsi que les étoiles de référence associée.

Pour chaque étoile donner, le nom, les coordonnées α et δ J2000, le type spectral, la magnitude visuelle, l'indice de couleur, l'angle horaire d'observation, le temps d'intégration, la longueur de base, la configuration instrumentale , le mode de mesure de la visibilité ainsi qu'une valeur estimée de la visibilité.

$V_{est}$	0.3-0.5 (raie H) et <0.5 (raie He)		0.3-0.5 (raie H) et <0.5 (raie He)	
Mode	LO,BA LO	LO,BA LO	L0,АН L0	
Configuration	FD-R-656-R3 FD-R-656-R3	FD-R-656-R3 FD-R-656-R3	FD-RB-656-R2 FD-RB-656-R2	
В	12,23,34m 34m	purs 34,45,56m 56m	~34m* ~34m*	
$t_{int}$	30/BA 15	30/BA 15	4h 15	
AH	-1h,0h,+1h +1h	-1h,0h,+1h +1h	-2h à +2h -2h30 et+2h	
(V-R)	+0.54 +0.05			
>	4.9 3.9			
$\operatorname{Sp}$	B1Iape A1Vn			
$\delta_{J2000}$	+38 01 58.5 +41 10 01.7			
$\alpha_{J2000}$	20 17 47.20 20 57	10.42		
Nom	P Cyg (1) Réf: v Cyg	P Cyg (1) Réf: v Cyg	P Cyg (2) Réf: v Cyg	

\*A préciser suite aux observations du programme (1).

### 4 – Justification de la faisabilité du programme avec l'instrumentation demandée Indiquez ce qui doit être réellement observé et ce qui doit ressortir des observations (notamment en terme de rapport signal/bruit, résolution angulaire et résolution spectrale) afin de démontrer que le programme est réalisable.

L'observation de P Cyg avec une base courte sur le GI2T a déjà fait la démonstration de la faisabilité (Vakili, 1997), une partie de notre programme est extension de ces mesures sur une période plus longue. La configuration instrumentale demandée pour cette partie est indiquée dans le tableau récapitulatif (base courte), qui est très plus courte que celle de l'observation de 1994. Pour la comparaison des spectres de raies il existe déjà une base de données de spectres obtenus depuis 1996 (Vakili, 1997).

Les mesures en bases croissantes permettront d'évaluer la taille de l'enveloppe d'hélium, et de calibrer aussi l'effet de phase croissante en fonction de la base. Les transitions atomiques dans les longueurs d'onde bleues nécessitent des températures plus élevées, dans des zones plus proches de la photosphère et nécessite donc une résolution angulaire plus grande. Une hypothèse à considérer est la résolution partielle des structures visées, auquel cas il sera peut être possible d'estimer leur brillance Les visibilités dans les raies étant faibles aux grandes bases, les temps d'intégration demandés sont de l'ordre de 30 minutes pour un signal a bruit de ~80 dans les raies avec : r0=7cm, bande spectrale 32nm (R2).

### 5 – Rapport sur les dernières observations

Rapport succinct sur les dernières observations effectuées par le demandeur sur d'autres télescopes ou interféromètres au cours des 2 dernières années : projets réalisés (titre, instrument, dates) ; résultats obtenus, publications qui en résultent directement.

# 6 – Attributions précédentes de temps d'observation sur télescope ou interféromètre dont a bénéficié le demandeur au cours des deux dernières années :

### 7 – Publications

Donner ici les3 dernières publications de l'équipe proposante, liées au projet envisagé, et signalant clairement l' (les) instrument(s) éventuellement utilisé(s).

Vakili, F. et al. 1997 A&A, 32, 183 (Subtle structures in the wind of P Cygni)

Chesneau, O. et al. 2000 A&AS, 144, 523 (Adaptative Optics Imaging of P Cygni in Ha)

### $\mathbf{8}-\mathbf{Participation}\ \mathbf{aux}\ \mathbf{observations}$

Donner le nom des personnes qui souhaitent éventuellement participer aux observations.

Lyu Abe, Armando Domiciano, Farrokh Vakili

### 9 – Traitement des données

Donner le nom des personnes qui effectueront le traitement des données.

Lyu Abe, Armando Domiciano, Farrokh Vakili, Olivier Chesneau

# Date et signature:

#### 9.7.4 Calibration de la réponse instrumentale

Les observations menées pendant l'été 2001 ont permis de constater la bonne stabilité de la fonction de transfert de l'interféromètre. J'ai moi même effectué les premières observations de Véga à des bases intermédiaires (20, 25, 30 et 35 m) en vue de tester dans les conditions d'observation la sensibilité du détecteur de franges que j'avais implémenté. Ces valeurs ont donc été obtenues à différentes longueurs d'onde, à différentes bases et pendant des nuits différentes en juin 2001. Ces données ont été traitées avec le logiciel de réduction de données du GI2T. La proportion relativement faible de "bonnes données" (au sens du logiciel de traitement) est principalement due au manque d'asservissement des franges (**Figure 9.17**).



FIG. 9.16. Mesures de visibilités brutes relatives aux observations de juin 2001 sur Véga. Ces données regroupent des points à des bases de 12, 15, 20, 25 et 30 mètres. La dispersion des points est principalement due à la méthode de traitement qui n'était pas adaptée. La courbe représente un ajustement de la courbe de visibilité de Véga avec un diamètre angulaire de 3,08 mas, et une visibilité instrumentale de 36%.

Pour ne pas perdre ces données, il est possible de maximiser le signal a posteriori comme je l'ai fait sur les données présentées au **§9.6.2**. La réduction est en cours, mais après un tri sévère sur les fichiers d'observation, et des critères de sélection sur la qualité des pics frange (pas de pics dédoublés, ni étalés, ni trop faibles) qui permettent d'utiliser le programme de traitement de données du GI2T, on peut extrapoler sur la bonne stabilité de la fonction de transfert de l'interféromètre (**Figure 9.17**).



Figure 9.17. Mesures de visibilité (V<sup>2</sup>) brutes sur Véga reportées sur un modèle de disque uniforme (3,08 mas).

# 9.8 Article paru dans Cptes-Rend. Acad. Sc.

Cet article paru dans les comptes-rendus de l'Académie des Sciences de Paris fait la présentation de l'état du GI2T à la fin de l'année 2000. Dans la suite logique des efforts investis dans l'instrument, une publication en préparation doit faire le bilan des premières observations et des étapes de la qualification déjà évoqués lors d'une présentation aux journées de la SF2A en juin 2001.
C. R. Acad. Sci. Paris, t. 2, Série IV, p. 35–44, 2001 Techniques astronomiques/*Astronomical techniques* 

## INTERFÉROMÉTRIE OPTIQUE AU SOL ET DANS L'ESPACE OPTICAL INTERFEROMETRY AT GROUND LEVEL AND IN SPACE

## The GI2T/REGAIN interferometer

Denis MOURARD<sup>a</sup>, Nathalie THUREAU<sup>b</sup>, Lyu ABE<sup>a</sup>, Philippe BERIO<sup>a</sup>, Alain BLAZIT<sup>a</sup>, Daniel BONNEAU<sup>a</sup>, Romain PETROV<sup>b</sup>, Farrokh VAKILI<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, Département Fresnel, UMR 6528, 2130 route de l'Observatoire, 06460 Caussols, France

<sup>b</sup> Laboratoire d'astrophysique de l'Université de Nice, parc Valrose, 06000 Nice, France E-mail: Denis.Mourard@obs-azur.fr

(Reçu le 20 décembre 2000, accepté le 20 décembre 2000)

**Abstract.** After five years of development, the REGAIN project has obtained its first light during summer 1999. The main goals were improving the quality and quantity of data through a complete re-designing and re-building of the central beam combiner. The REGAIN interferometric bonnette delivers two coherent foci, one at visible wavelengths and one in the IR bands (J, H and K). The visible focus is equipped with a dedicated visible spectrograph and two photon counting detectors. The infrared focus can be equipped with different instruments. The main technical issues that have been chosen will be discussed here. © 2001 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

GI2T-REGAIN / spectrally resolved interferometry / multiple mode analysis

## L'interféromètre GI2T/REGAIN

**Résumé.** Après cinq années de développement, la première lumière du projet REGAIN a été obtenue durant l'été 1999. Les objectifs principaux sont l'amélioration de la quantité et de la qualité des données. Nous présentons ici les principales caractéristiques de la bonnette interféromètrique et du spectrographe visible de l'interféromètre GI2T/REGAIN. © 2001 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

GI2T-REGAIN / spectro-interférométrie / analyse multimode

### 1. Introduction

The GI2T interferometer (see *figure 1*) has a long history. Originally built by Labeyrie [1] in the 80s, it was scientifically used [2,3] on the sky from 1990 to 1995.

Its main characteristics are large 1.5 m primaries subapertures operating in the visible (multiple mode configuration) and the use of a spectrograph as fringe detector to achieve simultaneously high spatial and spectral resolution. Like all currently operating interferometers, the limiting magnitude of the GI2T is mainly related to the number of photons per coherence cell of the atmosphere per coherence time. As a consequence, the limiting magnitude of the GI2T is of the same order as the limiting magnitude of other visible interferometers. Indeed, without adaptive optics correction, the limiting magnitude is approximately independent of the diameter of the subpupils. However, in terms of signal to noise ratio or exposure time,

Note présentée par Pierre ENCRENAZ.

S1296-2147(00)01149-5/FLA

<sup>© 2001</sup> Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. Tous droits réservés.

## D. Mourard et al.

## OPTICAL INTERFEROMETRY AT GROUND LEVEL AND IN SPACE



Figure 1. General view of the GI2T interferometer with its two 'boules' telescopes and the new central building housing the beam combiner with the delay line and the visible spectrograph.

one gains as the square root of the number of speckles. In the GI2T interferometer, we have used this main feature to increase the spectral resolution per given exposure time.

Much time has also been spent to solve the problem of estimating correctly the speckle transfer function. Recent results have shown that a correct spatial and temporal sampling of the images (individual and recombined) is the key feature for an accurate visibility estimator [4].

The GI2T is mainly dedicated to spectrally resolved interferometry and is well designed to study the different physical processes involved in stars or in their environments. For a review of the different results, see for example the paper by Thureau [5]. Results have been obtained on Be stars [6–9], on the binary system  $\beta$  Lyrae [10] in the stellar wind of Cygni [11] and we have obtained the first measurement on the angular diameter of the pulsating star  $\delta$  Cephei [12].

The main drivers of the REGAIN project were the modularity, versatility and of course the goal to increase and improve the quality and quantity of interferometric output. One of our basic starting points was the idea of developing the project for a wide astronomical community and not only for a limited number of experienced people.

The project has been divided into different tasks. The main ones were the conception of an interferometric bonnette: that means all operations between the light collectors and the interferometric foci and the development of a dedicated visible spectrograph. We have also developed a highly automated and centralized control of the whole instrument as well as a friendly user data reduction system. In parallel to these tasks, we have spent some time developing an 'end-to-end' model of the interferometer as well as a software toolbox for observation preparation.

In this paper, we present some of the main actions that have been developed by our group and with a large number of collaborators from others groups.

## 2. The 'boules' telescopes

The main characteristics of the GI2T telescopes and their baseline are given in table 1.

The telescopes have a pointing field of view of  $(1^{\circ})^2$  with a limiting magnitude in band I of about 9. The primary field of view has an extension of about  $(3')^2$  and reach the magnitude 8 in 20 ms exposures.

The pointing velocity of the telescopes is very slow  $(3^{\circ}/\text{mn})$  and this is a major limitation for rapid change of targets. The current declination range is  $[20^{\circ}; 70^{\circ}]$  but this will be soon extended to  $[0^{\circ}; 90^{\circ}]$ . The maximum zenithal angle is  $30^{\circ}$  and this will be soon extended to  $45^{\circ}$ .

<b>Table 1.</b> Optical	characteristics of the	Cassegrain afocal	telescopes of t	he GI2T in	terferometer
-------------------------	------------------------	-------------------	-----------------	------------	--------------

M1	Ø 1 m 52	F/D = 3	Central obstruction: diameter 200 mm
M2	$\varnothing$ 80 mm	F/D = 3	
M3	$100\times200~\mathrm{mm}$	plane	

## OPTICAL INTERFEROMETRY AT GROUND LEVEL AND IN SPACE

### The GI2T/REGAIN interferometer



The baseline is oriented in the North–South direction and could vary continuous from 12 meters to 65 meters. However the range of baselines is a function of the declination of the star. *Figure 2* illustrates this effect due to the configuration of the baseline and of the delay line.

#### 3. Presentation of the interferometric bonnette

As previously described, this part of the project consists in all the necessary functions between the light collectors and the combined foci. The main science specifications are an interferometric field of view of 4'', an operation from 0.4 µm to 2.5 µm, the use of a spectrograph as fringe detector and the future addition of adaptive optic moduli and of a third beam from a third 1.5 m telescope.

The configuration of the 'boules' telescopes, the baseline, the choice of a Michelson pupils reconfiguration (see *figure 3*) and the main science drivers have defined the necessary functions of the interferometric bonnette:

- (1) beam combiner and pupils remapping;
- (2) pupil stabilization;
- (3) image stabilization;
- (4) optical path difference compensation;
- (5) atmospheric dispersion compensation.

For alignment, coherencing and calibration purposes, we have added an internal and an external collimator. Considering the future addition of a third telescope we have designed and built all common devices for three beams. The different output pupil configuration are given in *figure 3*.

Figure 3. The different output pupil possibilities of the REGAIN interferometer: 1 correspond to the South–North pupils, 2 to North–West configuration, 3 to nonredundant linear configuration and 4 to the compact 2D configuration.



## D. Mourard et al.

## OPTICAL INTERFEROMETRY AT GROUND LEVEL AND IN SPACE



Figure 4. Functional description of the REGAIN interferometric bonnette. More details can be found at the following address: http://www.obs-nice.fr/fresnel/gi2t.



Figure 5. General view of the GI2T/REGAIN interferometric bonnette. One can see in the back the LAROCA delay line.

The functional description of the REGAIN interferometric bonnette is given in *figure 4*. Each coude beam consists of an afocal Cassegrain telescope movable along two axis for lateral pupil stabilization, a cat's eye for pupil reimaging and optical path compensation (North is movable), a field rotator for field rotation compensation and an atmospheric dispersion compensation. The longitudinal position of South pupil (fixed delay) is fixed by a third (longitudinal) translation of the entrance Cassegrain telescope, whereas the North pupil image is given at the output of the cat's eye by adjusting the curvature of the Variable Curvature Mirror installed as the secondary mirror of the cat's eye. The curvature is calculated as a function of telescope and delay line positions.

The beam combiner allows to remap the output pupil of the interferometer as described in *figure 3*. This device, as well as the guiding control optical bench, is designed for three beams. The guiding system consists in one Intensified CCD camera positioned at the pupil plane (control of the pupils position) and one in an intermediate image plane where the three different images are re-separated. The coude field of view is  $8'' \times 6''$  and each pupil is sampled over around 100 pixels.

## OPTICAL INTERFEROMETRY AT GROUND LEVEL AND IN SPACE The GI2T/REGAIN interferometer

We currently use 10% of the visible light for the control (separated in 50% for pupils and 50% for images) but we are currently installing new separating plates allowing to reflect in the visible science instrument only a small part of the spectrum and to send all the rest in the guiding system. This will allows us to reach limiting magnitudes of V = 8-9 for 20 ms exposures. Longer exposure time and more sensitive detectors could be used to reach V = 11 as the limiting magnitude for guiding.

## 4. The visible spectrograph

On the basis of the GI2T experience, we have developed as the main focal instrumentation of the interferometric bonnette a visible spectrograph with new features and enhanced capabilites. The astrophysical programs we want to develop have guided the definition of the main specifications. First the need for high spectral resolution (up to 30 000) is served by the dispersed fringe mode with selection of a slit, one speckle wide, in the recombined image plane. This allows a continuous spectral sampling with three different spectral resolutions  $R = 30\,000$ , 5000 and 1500. The slit should have at least a 4" height for a correct sampling of the seeing disk. However for the polarimetric analysis, one wants to sample simultaneously two polarisations [13] (either linear or circular) and thus it is necessary to reduce the height of the slit by a factor 2. In order to increase the sensitivity by using the whole speckle pattern and not only 10% like in the dispersed fringe mode, we have decided to implement of mode where we record spectrally filtered images in adjacent spectral bands (multichromatic mode). The conceptual description of these two modes (dispersed fringe mode and multichromatic mode) is given in *figure 6*.

In the GI2T/REGAIN interferometer, these different configurations use the same spectrograph. In the dispersed fringe mode, the pupil plane is placed on the grating and the images are dispersed, whereas in the multichromatic mode, the images are sent on the grating in order to disperse the pupils. In order to optimize the observing time, the spectrograph has two output cameras, one centred around 700 nm and one around 570 nm. Both cameras are equipped with photon counting detectors. *Figure 7* gives the main organisation



**Figure 6.** Conceptual description of the GI2T/REGAIN visible spectrograph. The upper series corresponds to the dispersed fringe mode (including the polarizer) and the lower series to the multichromatic mode. On the left, one can find the entrance planes of the interferometer (image plane is up and pupil plane is down), and on the right, the recorded images in the detector (dispersed fringe are up and multichromatic images are down). At the center, in the bottom, one can see the intermediate dispersed pupil plane, where one can select adjacent spectral bands.

## D. Mourard et al.

## OPTICAL INTERFEROMETRY AT GROUND LEVEL AND IN SPACE



Figure 7. Block-diagram of the GI2T/REGAIN visible spectrograph. From the visible coherent focus, the two scientific modes (dispersed fringe and multichromatic) use the same spectrograph, equipped with two output cameras. Different gratings allow to change the spectral resolution and spectral bandwidth.



**Figure 8.** General view of the GI2T/REGAIN visible spectrograph, installed at the visible coherent focus. The photon counting detectors (not shown here) are fixed under the spectrograph.

**Table 2.** Characteristics of the dispersed fringe mode of the GI2T/REGAIN visible spectrograph. R is the spectral<br/>resolution and  $\Delta\lambda$  the total spectral band

Grating	'Blue camera'	'Red camera'	Both cameras simultaneously
R1: 1800 tr/mm	$R{=}28500,\Delta\lambda{=}5.5$ nm	$R = 35000, \Delta \lambda = 6.7 \text{ nm}$	$\langle \lambda_{\rm R} - \lambda_{\rm B} \rangle = 20 \text{ nm}$
R2: 300 tr/mm	$R=5200,\Delta\lambda=32\;\mathrm{nm}$	$R=5000,\Delta\lambda=40~\mathrm{nm}$	$(\lambda_{ m R}>570~{ m nm}$ or $\lambda_{ m B}<680~{ m nm})$ and
			$\langle \lambda_{\mathrm{R}} - \lambda_{\mathrm{B}}  angle = 170 \ \mathrm{nm}$
R3: 100 tr/mm	$R=1700,\Delta\lambda=100~\mathrm{nm}$	$R = 1700,  \Delta \lambda = 120 \; \mathrm{nm}$	

**Table 3.** Characteristics of the 4 channels multichromatic mode of the GI2T/REGAIN visible spectrograph, installed in the red camera.  $\Delta \lambda$  is the total spectral band and  $\Delta \lambda_i$  is the individual spectral band of image *i* 

Grating	Total bandwidth	Spectral widths of images ( $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 < \lambda_4$ )
R1: 1800 tr/mm	$\Delta\lambda = 3.3 \text{ nm}$	$\Delta\lambda_1=0.6$ nm, $\Delta\lambda_2=\Delta\lambda_3=0.3$ nm, $\Delta\lambda_4=2$ nm
R2: 300 tr/mm	$\Delta\lambda = 20$ nm,	$\Delta\lambda_1 = 4 \text{ nm}, \Delta\lambda_2 = \Delta\lambda_3 = 2 \text{ nm}, \Delta\lambda_4 = 12 \text{ nm},$

**Table 4.** Characteristics of the 16 channels multichromatic mode of the GI2T/REGAIN visible spectrograph installed in the blue camera.  $\Delta \lambda$  is the total spectral band and  $\Delta \lambda_i$  is the individual spectral band of image *i* 

Grating	Total bandwidth	Spectral widths of images
R1: 1800 tr/mm	$\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$	$\Delta\lambda_{1-3}=0.25$ nm, $\Delta\lambda_{4-13}=0.05$ nm, $\Delta\lambda_{14-16}=0.25$ nm
R2: 300 tr/mm	$\Delta\lambda=12~\mathrm{nm}$	$\Delta\lambda_{1-3}=1.5$ nm, $\Delta\lambda_{4-13}=0.3$ nm, $\Delta\lambda_{14-16}=1.5$ nm

## OPTICAL INTERFEROMETRY AT GROUND LEVEL AND IN SPACE

### The GI2T/REGAIN interferometer



Figure 9. General architecture of the GI2T/REGAIN control system. Each box is a computer located on the network, figured by the links. A fast data link (32 bits parallel with handshakes) is used between the data acquisition system and the real time data processor. Some of the remote computers produce data; these are represented by the black arrows. We use the client–server concept to remotely control the large number of subsystems, like the telescopes, the delay line, the data acquisition system, the real time processing. This concept allows us to easily to add new subsystems (infrared instrumentation, new acquisition systems...). We are currently improving this architecture by transferring the control of the telescopes directly on the network.

of the spectrograph from the coherent focus to the cameras. Tables 2-4 give the quantitative informations on the different modes of the spectrograph.

### 5. Introduction to the control and data reduction system

The global architecture of the control system and data reduction system are given below (*figures 9* and 10). A detailed description could be found in Mourard [14]. The control system allows a centralized control of all the subsystems and the acquisition of all the relevant informations needed for an accurate visibility calibration during off-line processing.

The data reduction package is interfaced to the control system through the data acquisition. During an observation, different kinds of data are recorded:

- (1) calibration files (geometrical and optical distortion, flat field, spectral calibration);
- (2) raw data files on the target or on the reference stars;
- (3) informations files coming from the control system (general information, long exposure images of both telescopes, pupils image, guiding errors and differential photometry).

The following diagram (figure 10) gives the global handling of data during the off-line processing.

#### 6. Current extensions and future developments

As one the of main starting point of the REGAIN project, we have decided to foreseen a certain number of extensions. Driven by the astrophysical programs, the priorities have been defined. The first one was

## D. Mourard et al.

## OPTICAL INTERFEROMETRY AT GROUND LEVEL AND IN SPACE



**Figure 10.** General architecture of the GI2T/REGAIN data handling. Three steps are identified in the data management and are represented here by the blue rectangle. Step 1 is the determination of the calibration coefficients, Step 2 is the preparation of the data reduction and Step 3 is the execution of the data reduction and the visibility calibration. Each step uses inputs and produces outputs.

to extend the limiting magnitude through the addition of adaptive optic systems in the two interferometric arms. These systems have been developped by Blazit [15]. The second main extension was the addition of a third telescope in order to get 2D (u, v) plane coverage. During the development of the project, this goal was always kept in mind. The common modules of the REGAIN interferometric bonnette (beamcombiner, guiding system and control system) as well as the REGAIN visible spectrograph have been studied, designed and build for three telescopes interferometry. The operation of a future GI3T will go through different steps of increasing performance:

- 3 telescopes and 1 delay line (on the north arm): successively recording of South–North and West– North interferometric signal by repositioning the delay line. The dead time could be reduced to less than one minute.
- 3 telescopes: West is fixed and South and North are compensating the delays by translating on the railway tracks. Possibility of recording 3 visibilities and 1 closure phase.
- 3 telescopes and 2 delay lines: 'classical' operation. The development of the third GI3T telescope [16] is currently under progress at Observatoire de Haute Provence.

In parallel to these future extensions, different works have been made around the infrared focus. First, we have installed fast tip/tilt corrections for light injection into the integrated optics detector IONIC [17]. Indeed, a dedicated infrared spectrograph was developed by Weigelt [18] for spectrally resolved interferometry in the K band with a spectral resolution of about 500–1000.

## OPTICAL INTERFEROMETRY AT GROUND LEVEL AND IN SPACE

## The GI2T/REGAIN interferometer

## 7. Conclusion

The GI2T/REGAIN interferometer attempts to develop original scientific programs by using the unique combination of high angular and high spectral resolution at visible wavelengths. The design of this interferometer (large sub-apertures and operation at visible wavelengths) leads, in the absence of adaptive optics devices, to multiple mode analysis. Of course, this is not a scientific goal but it has been necessary to develop a specific knowledge to reach accurate measurements. As a consequence of the multiple mode analysis, the limiting magnitude of the GI2T interferometer is the same as mono- $r_0$  interferometers but of course the gain in signal to noise ratio allows highly spectrally resolved interferometry.

In the coming years, the GI2T/REGAIN interferometer has a great scientific potential but it will be absolutely necessary to install adaptive optics in order to increase the limiting magnitude. This major improvement will be of great scientific importance because it will allow new studies of many new classes of objects. Indeed, it will be a major step for the future of long baseline interferometry at visible wavelengths. Many things have to be done and we have start, in parallel to the astrophysical exploitation of the interferometer, to technically study dedicated adaptive optics devices [15] as well as specific data reduction processing [19].

Acknowledgements. The GI2T/REGAIN is supported by the CNRS/INSU (Programme national haute résolution angulaire en astrophysique and Programme national de physique stellaire), the *Observatoire de la Côte d'Azur* and the *Département Fresnel* (UMR 6528). REGAIN has been developed during five years as a collaboration between our scientific group, our technical team (G. Merlin, M. Pierron, J.L. Chevassut, A. Spang and D. Albanése) and the VLTI group of the *Fresnel Department* (S. Ménardi, S. Rebattu, M. Dugué, P. Antonelli, D. Kamm, Y. Bresson) and a group at *Laboratoire d'astronomie spatiale* in Marseille (C. Voët, J.C.Blanc, J.L. Boit, L. Hill, J. LeMerrer, G. Moreau, K. Rousselet, G.Rousset, G. Waultier). We wish also to thank the mechanical workshop of the *Calern Observatory* for the large quantity of work done for this project (F. DiBetta, C. Munier). Important works have been also made by different peoples: R. Dalla, J.Trastour, A. Borel, A. Gomez, J. Depeyre. Some mechanical studies have been also made by C. Cazalé (*Observatoire de Haute Provence*) and some realizations are coming from the mechanical workshop of the *Nice Observatory*, the *Observatoire de Haute Provence* and the *Observatoire de Bordeaux*.

### References

- Labeyrie A., Schumacher G., Dugué M., Thom C., Bourlon P., Foy F., Bonneau D., Foy R., Fringes obtained with the large boules interferometer at CERGA, Astron. Astrophys. 162 (1986) 359–364.
- [2] Mourard D., Tallon-Bosc I., Rigal F., Bonneau D., Morand F., Vakili F., Stee Ph., Estimation of visibility amplitude by optical long baseline Michelson interferometry with large apertures, Astron. Astrophys. 288 (1994a).
- [3] Mourard D., Tallon-Bosc I., Blazit A., Bonneau D., Merlin G., Morand F., Labeyrie A., The GI2T interferometer on Plateau de Calern, Astron. Astrophys. 283 (1994) 705.
- [4] Bério P., Mourard D., Chesneau O., Stee Ph., Thureau N., Vakili F., Borgnino J., Spectrally resolved Michelson interferometry: I. Exact formalism the multi-speckle mode, J. Opt. Soc. Am. A 16 (4) (1999) 872–881.
- [5] Thureau N., Chesneau O., Bério P., Bonneau D., Mourard D., Stee P., Vakili F., Vérinaud C., Spectrally resolved interferometry of luminous and multiple stars with the GI2T, in: Proc. SPIE, Vol. 3350, Kona, 1998.
- [6] Stee Ph., Araujo F.X., Vakili F., Mourard D., Arnold L., Bonneau D., Morand F., Tallon-Bosc I., γ Cas revisited by spectrally resolved interferometry, Astron. Astrophys. 300 (1995) 219–236.
- [7] Stee Ph., Vakili F., Bonneau D., Mourard D., On the inner envelope of the Be star  $\gamma$  Cas, Astron. Astrophys. 332 (1998) 268–272.
- [8] Vakili F., Mourard D., Stee Ph., Bonneau D., Bério P., Chesneau O., Thureau N., Morand F., Labeyrie A., Tallon-Bosc I., Evidence for one-armed oscillations in the equatorial disk of ζ Tau from GI2T spectrally resolved interferometry, Astron. Astrophys. 335 (1998) 261–265.
- [9] Berio P., Stee Ph., Vakili F., Mourard D., Bonneau D., Chesneau O., Thureau N., Le Mignant D., Hirata R., Interferometric insight of gamma Cas long-term variability, Astron. Astrophys. 345 (1999) 203–210.
- [10] Harmanec P., Morand F., Bonneau D., Bozic H., Guinan E.F., Hadrava P., Hall D.S., Jiang J., Le Contel J.M., Mourard D., Stee Ph., Sterken C., Tallon-Bosc I., Vakili F., Walker G.A.H., Yang S., Jet-like structures in β Lyrae, Astron. Astrophys. 312 (1996) 879.
- [11] Vakili F., Mourard D., Bonneau D., Morand F., Stee Ph., Subtles structures in the wind of P Cyg, Astron. Astrophys. 323 (1997) 183–188.

## OPTICAL INTERFEROMETRY AT GROUND LEVEL AND IN SPACE

- [12] Mourard D., Bonneau D., Koechlin L., Labeyrie A., Morand F., Stee Ph., Tallon-Bosc I., Vakili F., The mean angular diameter of  $\delta$  Cephei measured by optical long baseline interferometry, Astron. Astrophys. 317 (1997) 789–792.
- [13] Chesneau O., Rousselet-Perraut K., Vakili F., Mourard D., Cazalé C., Polarimetric interferometry: concept and applications, in: Proc. SPIE, Vol. 4006, Munich, 2000.
- [14] Mourard D., Clausse J.-M., Dalla R., Dugué M., Koechlin L., Merlin G., Pedretti E., Pierron M., The GI2T/REGAIN control system and data reduction package, in: Proc. SPIE, Vol. 4006, Munich, 2000.
- [15] Vérinaud C., Blazit A., Mourard D., Application of adaptive optics to the GI2T interferometer, in: Proc. SPIE, Vol. 4006, Munich, 2000.
- [16] Arnold L., Dejonghe J., Lardiere O., Labeyrie A., in: Proc. SPIE, Vol. 4006, Munich, 2000.
- [17] Rousselet-Perraut K., Haguenauer P., Petmezakis P., Berger J.P., Mourard D., Ragland S., Huss G., Reynaud F., LeCoarer E., Kern P., Malbet F., Qualification of IONIC (Integrated Optics Near-infrared Interferometric Camera), in: Proc. SPIE, Vol. 4006, Munich, 2000.
- [18] Weigelt G., Mourard D., Beckmann U., Bloecker T., Hillemanns C., Hofmann K.-H., Schertl D., Scholz M., Stee P., Vakili F., GI2T spectro-interferometry with an infrared dispersed-fringe beam combiner, in: Proc. SPIE, Vol. 4006, Munich, 2000.
- [19] Vérinaud C., PhD dissertation, November 2000.

# Epilogue

## Epilogue

Le développement des recherches en imagerie à haute dynamique et à haute résolution angulaire va déboucher sur une multiplication considérable des thèmes astrophysiques et sur la validation d'une grande partie des théories qui n'ont pour l'instant pas encore pu être confrontées à des observations. C'est le cas notamment de la formation et de l'évolution des systèmes planétaires ou proto-planétaires, et par conséquent de l'étude des disques circumstellaires. Même si ceux-ci nécessitent des contraintes moins importantes que pour l'observation directe des planètes, il n'en reste pas moins que la connaissance de la structure fine de ces disques, et la constitution d'un catalogue les représentant, est une étape essentielle pour les scénarii d'évolution des disques eux-mêmes et de la naissance des systèmes planétaires. Ces observations et leur interprétation permettra de mieux cerner le problème du lieu exact de naissance des planètes extra-solaires. Les récentes observations de disques circumstellaires dans le proche infrarouge et/ou dans le visible permettent déjà de constater l'asymétrie des disques ou plus généralement leur morphologie, ou l'existence de sillons engendrés par la présence supposée de corps massifs en orbite.

Il semble clair que les techniques d'imagerie pour l'observation des planètes extra-solaires sont une étape obligée afin de valider ces théories. Si on affirme aujourd'hui avoir détecté des planètes extra-solaires, il reste encore à démontrer qu'elles le sont effectivement, et non des proto-étoiles. Si ce sont effectivement des planètes en tant que telle, est il possible de trouver une configuration semblable à celle de notre propre système solaire, ou bien sommes nous un cas particulier? Pour l'instant, ces questions restent sans réponse, mais l'exploration observationnelle ne fait que commencer, puisque que les instruments ayant la sensibilité nécessaire n'existent pas encore.

L'objet des travaux comme ceux que j'ai mené dans le domaine instrumental (détecteurs et coronographe) devrait participer à consolider notre savoir-faire instrumental dans ce domaine de l'imagerie à haute dynamique. De nombreux organismes et instituts dans le monde semblent vouloir mettre l'accent sur les développements instrumentaux dans ce domaine, mais le manque de résultats d'observation vraiment percutants installe également une certaine frilosité dans le soutien de ces techniques. Ceci peut s'expliquer d'une part parce que le développement doit être mené d'abord au sol et que les problèmes liés à la turbulence atmosphérique nécessitent une technologie d'optique adaptative énorme, qui est elle aussi en cours de développement, et d'autre part que l'imagerie à haute dynamique nécessite une réflexion qui doit, à mon avis, englober dans son ensemble les problèmes instrumentaux, du miroir primaire du télescope, jusqu'au détecteur. Ce type d'étude commence à émerger au travers de projets ambitieux comme les "planet-finder" de Gemini, du VLT ou du Keck, mais l'investissement total pour un instrument dédié à la haute dynamique n'est pas encore d'actualité. Le cadre de développement le mieux adapté qui prend en compte tous ces aspects est celui des missions spatiales. Cependant, là encore, des inconnues technologiques subsistent, et nécessitent d'être validées au sol, d'où la difficulté.

Néanmoins, si la détection de planètes extra-solaires de type exo-Jupiter voire exo-Terre depuis le sol reste pour l'instant du domaine de l'utopie, les développements d'instruments à haute dynamique dans ce sens contribueront nécessairement à l'approfondissement de nom-

breux autres thèmes de recherche astrophysiques moins contraignants en termes de performances. Parallèlement, les progrès notamment en optique adaptative devraient contribuer à la multiplication d'instruments à haute dynamique dans un futur proche sur des télescopes de classe moyenne (3 à 5 m) ou de plus grand diamètre (8 et 10 m). Il n'est cependant pas certain que ces progrès convergent vers les intérêts de l'imagerie à haute dynamique. En effet, les projets de télescopes extrêmement grand (ELT, Extremely Large Telescopes) orientent les développements de l'optique adaptative vers les très grands champs, sans procurer une correction suffisamment bonne pour être exploitée au mieux avec des instruments coronographiques ou interférométriques pour la haute dynamique. En outre, dans l'état actuel de la technologie, il semble que le couple optique adaptative/coronographe aboutisse de toute manière à une limitation interdisant l'accès à l'imagerie des planètes extra-solaires. Evidemment, les grands projets spatiaux comme DARWIN (Léger et al. 1996 [67]) ou le Terrestrial Planet Finder (TPF Book [83]) qui ont un objectif clairement affiché dans ce sens vont nécessairement converger vers ce résultat s'ils sont menés à terme.

Le travail présenté dans cette thèse a toujours été motivé par l'obtention de résultats scientifiques, que ce soit en coronographie, ou en interférométrie avec l'exploitation du GI2T. Le développement des caméras à comptage de photon rapide et du coronographe à couteau de phase ne sont que des moyens pour accéder à ces données astrophysiques. La grande quantité de travail que j'ai fourni dans le domaine instrumental n'a pas pu se concrétiser autant que je l'aurai souhaité en termes de résultats astrophysiques, mais il a convergé vers des résultats que je pense importants et utiles pour l'avenir.

Mon travail au sein de l'équipe du GI2T/REGAIN m'a non seulement permis de me familiariser avec les problèmes de l'interférométrie optique à longue base, mais m'a également ouvert des perspectives quant à l'exploitation de grands interféromètres comme le VLTI, au travers des instruments VINCI et surtout AMBER. Le développement des détecteurs à comptage de photon à lecture rapide permet de maintenir le savoir faire en la matière, qui présente un intérêt certain pour l'instrumentation visible du VLTI par exemple, avec l'instrument VINI, contrepartie visible d'AMBER pour les longueurs d'onde visibles. Ceci vient s'ajouter aux possibilités d'imagerie offerte par le développement des instruments pour la haute dynamique et en particulier dans le domaine de la coronographie.

En démontrant par la théorie et par la pratique la validité du principe physique du coronographe à couteau de phase, et en atteignant des performances encore inédites en la matière, il est possible d'envisager des réalisation et des tests sur le ciel dans un avenir très proche. Ce résultat ayant d'ailleurs été soutenu par la communauté de la haute résolution angulaire et par l'observatoire de la Côte d'Azur, a donné lieu à la réalisation d'une version achromatique par transmission du PKC. Ce composant optique unique en son genre pour l'instant doit être testé prochainement en laboratoire et également sur le ciel, sur la lunette de 50 cm de l'Observatoire de Nice. La combinaison d'un tel instrument, couplé à un système d'optique adaptative et d'une caméra à comptage de photon à lecture rapide devrait permettre de mettre l'accent sur l'approche globale nécessaire à mon sens pour l'imagerie à haute dynamique.

# Annexes

## Annexe A

# Article paru dans A&AS Ser.

Cette publication (**Boccaletti et al. 2000** [26]) est une bonne illustration des possibilités de combiner un ensemble de techniques instrumentales et de traitement de données. Elle fait état des résultats obtenus en 1998 lors d'une expérience à l'ONERA qui utilisait l'optique adaptative BOA et un coronographe de Lyot. Les images ont été analysées en utilisant la technique des "Dark Speckles" (**Labeyrie 1995** [68], **Boccaletti et al. 1998a** [24], **Boccaletti et al. 1998b** [25]), grâce à l'utilisation de la caméra CP20 et d'une amélioration de son système d'acquisition (voir §7.5). La technique des "Dark Speckles" continue d'être expérimentée avec en particulier des résultats de **Boccaletti et al. 2001** [28].

JANUARY I 2000, PAGE 157

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 141, 157-164 (2000)

## Refined laboratory simulations of dark-speckle coronagraphy

#### A. Boccaletti<sup>1</sup>, C. Moutou<sup>2</sup>, and L. Abe<sup>3</sup>

<sup>1</sup> DESPA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 Pl. J. Janssen, F-92195 Meudon, France

e-mail: boccalet@despa.obspm.fr

<sup>2</sup> ESO Santiago, Chile e-mail: cmoutou@eso.org

SUPPLEMENT SERIES

Observatoire de la Côte d'Azur, Département Fresnel, ISA-GI2T, F-06460 Saint Vallier de Thiey, France e-mail: lyuabe@obs-azur.fr

Received June 2; accepted September 29, 1999

Abstract. Dark-speckle coronagraphy with large telescopes is expected to image extrasolar planets. We present new results about the dark-speckle coronagraphic camera, obtained in the laboratory with a simulated atmosphere and an adaptive optics bench. In good seeing conditions, and with an accurate subtraction of a reference frame, we show that our instrument allows high-resolution, high-contrast imaging, more effectively than classical long exposure, for magnitude differences larger than 5 at visible wavelength. With the present capability of the adaptive optics system used, on a 1.5 m telescope pupil, we should expect to detect stellar companions  $10^4$ fainter than the primary star. Instrument concepts and processing techniques are discussed.

Key words: methods: data analysis — methods: laboratory — techniques: interferometric binaries: close — planetary systems — brown dwarfs

#### 1. Introduction

Instrumental development of adaptive optics and coronagraphic concepts are required for the improvement of image contrast (Malbet et al. 1995; Malbet 1996). Astronomical advances such as circumstellar imaging, substellar objects and exoplanet detection or the study of extragalactic nebulosities would benefit of an increased dynamic range. Limitations come from the light diffracted by the telescope and instrument optics: polishing defects, spider arms, and the wavefront residual bumpiness. The principle of dark-speckle imaging, proposed in 1995 by Labeyrie, and refined since (Boccaletti et al. 1998a)

Send offprint requests to: A. Boccaletti

is one of the necessary steps for a better suppression of this scattered light. It requires an efficient adaptive optics and then uses the speckle imaging for freezing the atmospheric turbulence, which further degrades the image. The concept is fully described in the aforesaid papers (Labeyrie 1995; boccaletti et al. 1998a). We here present a recent experimental simulations performed with the dark-speckle coronagraph. They were obtained under good and stable artificial seeing conditions and allowed us to calibrate our instrument in comparison with the classical long-exposure imaging. We stress upon the fact that dark-speckle theory doesn't take into account optical defects of the instrument, and consequently, the results may appear optimistic in some cases. Sections 2 and 3 briefly describe the experiment and data processing. Sections 4 and 5 discuss the results.

#### 2. Laboratory simulations

The laboratory tests have been carried out at the ONERA (Office National d'Études et de Recherche Aérospatiales) headquarter. A special device warms up the air confined in a tank and generates the equivalent of a single-layer turbulent atmosphere. Temperature and speed are calibrated to provide an adjustable set of values  $(D/r_0, \overline{v})$ , where D is the pupil diameter,  $r_0$  is the Fried parameter and  $\overline{v}$  is the average wind speed. The disturbed wavefront originating from an artificial light source (a binary star for example) is then restored with the BOA adaptive optics (AO) system (Conan et al. 1998). The 88 actuators of the deformable mirror allow seeing compensation at visible wavelength with a fast time response of 1 ms. The coronagraphic camera was installed downstream the AO bench.

#### 2.1. The coronagraph

158

The coronagraphic instrument has already been described in detail in Boccaletti et al. (1998b). Here, additional care was taken for the design of the apodizing device, the Lyot stop, located in the relayed pupil. For a more efficient cancellation of the diffracted light, this stop has to overlap the pupil image, including its central obscuration and the supporting spider, having 3 arms at 120°. Three stops with different sizes and shapes were made by F. Gex and her collaborators, at the Observatoire de Paris. We have selected, with both computer simulations and laboratory tests, the most efficient stop for suppressing diffracted light. With such a Lyot stop, the dark region defined by the mask in the coronagraphic images is no longer visible and an attenuated image of the Airy peak tends to appear at the center, with an intensity similar to the speckle field (see Figs. 2, 3 and 4).

Some of the limiting factors for the Lyot coronagraph (Lyot 1939) come from inaccurate adjustment of the two main instrument components: the Lyot mask and the Lyot stop. Setting up is made even harder when working on faint objects. In order to understand some misadjustement effects such as alignment defects or longitudinal misplacement of the coronograph's elements, one of us (L.A.) has developed a numerical model of the optical set-up including not only the coronagraph itself, but also the partial correction of the AO and the detector. As explained before, the Lvot stop tends to concentrate some of the remaining light into a central peak in the coronagraphic plane. Simulations have shown that a misalignment error for the stop exceeding 15% of its diameter results in a nearly total extinction (90%) of the central peak. Some experimental images also provided evidence of alignment drift. Further studies should allow a more accurate testing of such effects, for providing a reproducible setup of the instrument.

The coronagraphic frames are imaged on the detector with a high magnification (f/976) to achieve a fine sampling of 153 pixels per speckle area.

A Wynne device (Wynne 1979) has been included in the coronagraph to compensate the speckle chromatism as needed for dark-speckle observations with enough spectral bandwidth. The Wynne corrector, previously tested in a telescope run (Boccaletti et al. 1998b), provides a quasi-achromatic Airy pattern on a wide spectral band (650 - 850 nm).

The Lyot mask diameter is  $5.16\lambda/D$  (about 3 Airy radii) and the angular distance between the primary and the companion is  $7.63\lambda/D$ .

#### 2.2. Data acquisition system

The photon-counting camera CP20+ is an updated version of the CP20 (Abe et al. 1998), which was used on a

previous observing run in October 1997 (Boccaletti et al. 1998b). This system is divided into three main components: the camera itself, the photon centroiding electronics and the real-time data acquisition computer.

The camera allows single photo-event detection and a very low dark count: less than 10 photons per 20 ms exposure, which corresponds to approximately 5  $10^{-4}$  photon/s/pixel for 50  $\mu$ m pixels at  $-20^{\circ}$ C.

Even though the centroiding electronics was limited to a reliable limit of 50 000 photons/s (1000 photons per 20 ms short exposure), the low flux we were dealing with, allowed us to use the real-time facilities of the system such as live integration and display. The data files, recorded with CP20+, contain space-time coordinates of photoevents.

#### 3. Data reduction

#### 3.1. Data processing

A code, written in C language to analyse the photon coordinates delivered by the camera, generates two kinds of data set:

- the long exposure image, obtained by co-adding the frames (mapping of single photon events);
- the dark-speckle image, obtained by mapping the zerophoton events on each frame before co-adding them to generate a negative "cleaned image".

The zero-photon occurrence denotes a lack of light, and therefore the "cleaned image" is presented in negative form.

Labeyrie (1995) and Boccaletti et al. (1998a, 1998b) have explained how the dark-speckle method improves the detection of faint structures. It requires fine sampling to achieve very low light level detection with an optimal value given in Boccaletti et al. (1998a):

$$= 0.62 \frac{R}{C} \tag{1}$$

where j is the number of pixel per speckle area, R the star/planet brightness ratio, G the star/halo brightness ratio, referred to as the adaptive optics gain by Angel (1994). The ratio R/G is therefore the relevant parameter for imaging faint companions. For a companion 10 times fainter than the average speckled halo, a sampling of 6.2 pixels/speckle area is needed. The fainter the companion, the finer the sampling needed.

To adjust the sampling with respect to the ratio R/G, the zero-photon events counting can be made on "big" pixels containing  $2 \times 2$  or  $4 \times 4$  physical pixels. A zero-photon event is recorded if the photon count is strictly zero in this group of physical pixels. This process is more efficient than box averaging in this context, and thus enables to change the pixel sampling on dark-speckle images. Since the detector has near zero read-out noise, the signal to noise ratio is not degraded through this operation.

The initial sampling on the camera was therefore set fine enough to allow such grouping of pixels. Diluting the photon rate also prevents the camera saturation. To avoid a significant loss of resolution, the groups are kept smaller than  $4 \times 4$  pixels. With  $1 \times 1$ ,  $2 \times 2$  and  $4 \times 4$  pixels/group, the sampling is then respectively 153, 38.3 and 9.5 pixels/speckle area. The latter is very close to the Shannon sampling.

The final images are still dominated by the fixed residual speckles, as mentioned in Boccaletti et al. (1998b). These static defects originate in fixed aberrations and from the residual amplitude pattern on the pupil (spider for instance). The coronagraphic images of the binary and the reference stars are recentered and scaled in intensity for subtracting this residual speckle pattern, on both the longexposure and the dark-speckle image. The map subtraction is quite efficient far from the central star but becomes less effective near the mask, where speckles can be brighter than the hidden companion.

No attempt was made to correct flat-field and darkcurrent, since they can be neglected at first order, with such a photon-counting camera.

#### 3.2. Data interpretation

We describe hereafter, how estimates of the primary/secondary intensity ratio, the AO gain, and signal-to-noise ratios were derived.

#### 3.2.1. The intensity ratio

The intensity ratio was measured on the long exposure by integrating the pixel intensities on an area S encircling the 1<sup>st</sup> bright ring of the Airy pattern, as follows:

$$R = \int_{S} \frac{I_*(x - x_c, y - y_c)}{I_*(x - x_c, y - y_c) - I_{\text{ref}}(x - x_c, y - y_c)} dxdy \quad (2)$$

where  $I_*$  is the intensity distribution of the binary star with  $(x_0, y_0)$  and  $(x_c, y_c)$  the Airy peak coordinates of respectively the primary star and the companion.  $I_{\rm ref}$  is the intensity distribution of the reference star (scaled in intensity to the binary star) and describes the contribution of the star's diffracted halo at the companion location.

 $I_*(x - x_0, y - y_0)$  is measured on off-axis image where the primary star Airy peak remains visible while  $I_*(x - x_c, y - y_c)$  and  $I_{\text{ref}}(x - x_c, y - y_c)$  are measured on the on-axis coronagraphic images.

The subtraction of the PSF halo  $(I_{\rm ref})$ , measured on the reference star, is needed for accurate brightness ratio measurement, since in most cases the star halo intensity is brighter than the companion itself.

The photometric accuracy with the photon-counting camera is rather poor, owing to the imperfect photon-centroiding (Thiébaut 1994) achieved by the electronics. The photometric accuracy achieved this way is about 0.2 magnitude.

**Fig. 1.** Coronagraphic image profiles showing the peak (respectively the dip) of the companion at position x = 124. Long exposure (solid line) and dark-speckle image with  $1 \times 1$  pixel/group (dashed line) are stricly equivalent but displayed differently, as indicated in Sect. 3.2.3. The long exposure has positive value with 0 minima, while the dark-speckle exposure is presented in negative form with a maximum value equal to the total number of frames. The dotted line shows similar dark-speckle analysis processed with a  $2 \times 2$  binning. The *SNR* is significantly improved

3.2.2. The AO gain

The AO gain (G) is defined by Angel (1994) as the ratio of the star's Airy peak intensity to the speckled halo intensity. G is thus an estimator of the residual scattered light, and improves with the AO performance. Since the halo is smoothed on the long exposure, an accurate estimate of the average gain can be obtained at the companion's location using the expression:

$$G = \int_{S'} \frac{I_*(x - x_0, y - y_0)}{I_{\text{ref}}(x - x_c, y - y_c)} dx dy.$$
 (3)

Here, the integration is performed over speckle area (S').

With the BOA adaptive optics, under good seeing conditions and with moderate pupil diameter (see Sect. 4), it is therefore possible to reach a gain of about 100 – 200 at the companion location  $(7.6\lambda/D$  from the Airy peak). A companion about 5 magnitudes fainter than the star will thus be easily detected in a long exposure on which

do is smoothed to this intensity level (G). analysis imaging is therefore required to tection of fainter companions  $(\Delta m > 5)$ .

![](_page_236_Figure_21.jpeg)

![](_page_237_Picture_2.jpeg)

Fig.2. Sample 1: Coronagraphic image of the binary **a**) and subtraction with a reference star **b**) for the sampling of  $4 \times 4$  pixels/group, maximizing the *SNR*. The brightness ratio between the primary and the companion (arrow) is 6.4 magnitudes. Here, the subtraction is almost perfect

Table 1. Parameters measured on long exposure, (sample 1)

	$\Delta m$	G	$SNR_{l}$	$SNR ext{th}_{ ext{l}}$	$SNR_{ m g}$
Long exposure 1 photo-event	6.4	155	87.9	53.9	27.7

 Table 2. Dark-speckle SNR, (sample 1)

Sampling	$SNR_{\rm ds}$	SNRth <sub>ds</sub>	$SNRsc_{ds}$	$SNR_{\rm g}$
$1 \times 1$ pix/group	6.8	31.7	78.0	28.9
$2 \times 2$ pix/group	30.2	59.4	175.3	51.7
$4 \times 4 \text{ pix/group}$	107.3	97.4	314.8	80.8
Theoritical	-	134.6	-	

3.2.3. The signal-to-noise ratio

Theoretical expressions of the signal-to-noise ratio SNR are:

$$SNR_{\rm l} = \frac{G}{R} \sqrt{\frac{T}{t}} \tag{4}$$

for the long exposure (Angel 1994), and:

$$SNR_{ds-j} = \frac{N_*}{R} \sqrt{\frac{tT}{j + \frac{tN_*}{G}}}$$
(5)

for the dark-speckle exposure (Boccaletti et al. 1998a). Where T is the total integration time, t the short exposure time or the speckle lifetime in second unit, j the sampling parameter (pixels/speckle area) and  $N_*$  the photon rate of the star (photons/s).

Once the pixels are grouped in  $1\times1,\,2\times2$  or  $4\times4$  pixels on the dark-speckle exposure, 3 different  $SNR_{\rm ds}$  can be evaluated.

The goal of these laboratory tests was to assess the validity of the dark-speckle model (Boccaletti et al. 1998a), and therefore only the local noise was considered to derive

the SNR. Since it does not take into account the residual speckle noise due to static aberrations, this process leads obviously to an optimistic SNR, but more consistent with theoretical expressions.

At the companion location, the SNR is measured over a speckle area (S'), on both the long exposure and the dark-speckle image, according to the following relation:

$$SNR = \int_{S'} \frac{|I_{\rm ref}(x - x_{\rm c}, y - y_{\rm c}) - I_*(x - x_{\rm c}, y - y_{\rm c})|}{\sqrt{I_{\rm ref}(x - x_{\rm c}, y - y_{\rm c})}} dxdy \quad (6)$$

 $I_*(x-x_c,y-y_c)$  and  $I_{\rm ref}(x-x_c,y-y_c)$  represent the 1 or 0-photon events count respectively with and without companion.

As explained hereabove, the intensity of the companion's Airy peak on the binary star, is compared to the residual intensity at the same location on the reference star. The noise originating from static aberrations is thus not accounted in the *SNR* calculation, and a realistic comparison with the model becomes possible.

At this point, it is possible to compare measured (Eq. 6) and expected SNR (Eqs. 4 and 5), separately for the long exposure and the dark-speckle exposure. But the direct comparison of the dark-speckle and the long exposure ficiency is not straightforward. The long exposure has positive values and 0 minima while the dark-speckle image is presented in negative form with a maximum value equal to the total number of frames (Fig. 1). Therefore, dark-speckle images ( $I_{\rm ds}$  in Eq. (7)) have to be scaled to the long exposure, with the following expression:

$$\text{Iscaled}_{\text{ds}} = \max(I_{\text{ds}}) - I_{\text{ds}} \tag{7}$$

Once  $SNR_{\rm ds}$  is re-calculated on the dark-speckle scaled image, both  $SNR_{\rm l}$  and  $SNR_{\rm ds}$  can be accurately compared (Sect. 4). As mentioned above, the photon-counting camera provides only the 0 and 1-photon events. The long exposure  $SNR_{\rm l}$  and the dark-speckle  $SNR_{\rm ds-1}$ , obtained with the finest sampling, are therefore strictly equivalent

![](_page_238_Picture_3.jpeg)

Fig.3. Sample 2: Coronagraphic image of the binary **a**) and subtraction with a reference star **b**) for the sampling of  $4 \times 4$  pixels/group, maximizing the *SNR*. The brightness ratio between the primary and the companion (arrow) is 7.3 magnitudes

Table 3. Parameters measured on long exposure, (sample 2)

	$\Delta m$	G	$SNR_{\rm l}$	SNRth <sub>l</sub>	$SNR_{\rm g}$
Long exposure	7.3	172	55.9	39.4	21.3
1 photo-event					

 Table 4. Dark-speckle SNR, (sample 2)

Sampling	$SNR_{\rm ds}$	SNRth <sub>ds</sub>	$SNRsc_{ds}$	$SNR_{\rm g}$
$1 \times 1$ pix/group	3.1	16.5	37.3	20.7
$2 \times 2$ pix/group	16.8	31.6	104.7	38.0
$4 \times 4 \text{ pix/group}$	62.2	54.1	196.5	48.5
Theoritical	-	71.9	-	

when properly scaled. However, the dark-speckle imaging outperforms long exposure for pixel sampling of 38.3 and 9.5 pixels/speckle.

#### 4. Results

For each data set we produce a coronagraphic image of the binary star and the subtraction process obtained with a sampling parameter of 9.5 pixels/speckle area (4×4 pixels per group). In these samples, the optimal sampling is always smaller than the camera pixel sampling since the R/G value is less than 10 and therefore maximal SNR is actually achieved at 9.5 pixels/speckle area. However, for fainter companions (R/G >> 10) a finer sampling would be required, together with more short exposures.

For each sample, we also give 2 tables. The 1<sup>st</sup> table presents the parameter infered from the long exposure, namely the brightness ratio, the AO gain (*G*), and compares the measured *SNR* (*SNR*<sub>l</sub>) with expected value from Eq. (4) (*SNR*th<sub>l</sub>). The 2<sup>nd</sup> table is then related to the dark-speckle process. The 1<sup>st</sup> row gives the *SNR* calculated on the negative "cleaned image", for each available samplings. A theoretical estimate is presented in the 2<sup>nd</sup> row (SNRth<sub>ds</sub>). The 3<sup>rd</sup> row gives the dark-speckle SNR after scaling (SNRsc<sub>ds</sub>) for an accurate comparison of the long-exposure and dark-speckle images (Eq. (7)).

In addition, we have computed a more realistic signal to noise ratio including the global noise  $(SNR_{\rm g})$  on the subtracted images, namely the noise originating from the fixed speckle pattern.  $SNR_{\rm g}$  has to be compared with  $SNR_{\rm l}$  and  $SNR_{\rm scds}$  respectively in tables related to the long exposure (Tables 1, 3, 5) and tables related to the dark-speckle exposure (Tables 2, 4, 6). The SNR obtained this way is considerably lower than other evaluated  $SNR_{\rm s}$ .

The samples presented hereafter have been obtained under moderately good seeing conditions:  $D/r_0 = 8.8$  at 0.65  $\mu$ m and  $\overline{v} = 0.39$  m/s for a 100 mm pupil ( $\equiv 5.9$  m/s for a 1.5 m pupil). Depending on the room temperature regulation,  $r_0$  ranges from 16 cm to 18 cm if scaled to a 1.5 m pupil.

In the following, we present the most relevant samples obtained in this laboratory simulation.

#### 4.1. Sample 1

The first sample shows a companion 6.4 magnitudes fainter than the primary (Fig. 2). Binary star and reference star images were respectively reconstructed from 16143 and 6818 frames, each containing approximately 300 photon events. At this level, the brightest speckle can be saturated, but the companion, which is 2.4 times fainter than the average halo, is not affected. This saturation naturally decreases the halo/companion intensity ratio and may explain the discrepancy between measured and expected SNR in long exposures (Table 1). The  $SNR_i$  is indeed 63% higher than the expected value. No such behaviour was observed in sample 3 where the photon rate is lower than 170 ph/frame. Also, since only the single photon events are exploited, the CP20 frames differ from a CCD long exposure which can

![](_page_239_Picture_2.jpeg)

Fig. 4. Sample 3: Coronagraphic image of the binary a) and subtraction with a reference star b) for the sampling of  $4 \times 4$  pixels/group, maximizing the *SNR*. The brightness ratio between the primary and the companion (arrow) is 7.8 magnitudes

Table 5.	Parameters	measured	on	long	exposure,	(sam	ole	3)	)
----------	------------	----------	----	------	-----------	------	-----	----	---

	$\Delta m$	G	$SNR_{\rm l}$	SNRth <sub>l</sub>	$SNR_{\rm g}$
Long exposure 1 photo-event	7.8	190	27.7	37.2	6.2

Sampling	$SNR_{ds}$	SNRth <sub>ds</sub>	$SNRsc_{ds}$	$SNR_{\rm g}$
$1 \times 1$ pix/group	1.6	7.7	27.7	6.2
$2 \times 2$ pix/group	4.6	15.0	37.9	9.5
$4 \times 4 \text{ pix/group}$	18.0	27.5	76.2	8.5
Theoritical	-	36.7	-	

contribute to this discrepancy. In addition, the measured and expected dark-speckle SNR (Table 2) are consistent, at least for the 4 × 4 pixels binning ( $SNR_{\rm ds} = 107.3$ , SNRth<sub>ds</sub> = 97.4), and it suggests that the discrepancy mentionned hereabove, does not result from an overestimated intensity ratio. Indeed, dark-speckle images are not affected by the saturation.

Once the dark-speckle image is scaled to the long exposure, the SNR obtained for both data with the finest sampling  $(1 \times 1 \text{ pixel/group})$  are almost similar  $(SNR_{\rm l} = 87.9, SNRsc_{\rm ds} = 78)$ . Nevertheless, the best SNR calculated in the dark-speckle image with  $4 \times 4$  pixels/group, reaches 315, which is considerably higher than for the long exposure. A more realistic value  $(SNR_{\rm g} = 80.8)$  is computed, including the global residual speckle noise in the coronagraphic image.

#### 4.2. Sample 2

The sample 2 illustrates the detection of a fainter companion ( $\Delta m = 7.3$ ) almost 5 times fainter than the average halo, after an integration of 38977 frames with a photon rate of 245 ph/frame (Fig. 3). On the dark-speckle image (Table 4) with 1 × 1 pixel/group, the companion is almost undetectable and the measured SNR ( $SNR_{\rm ds} = 3.1$ )

![](_page_239_Picture_11.jpeg)

**Fig. 5.**  $\chi^2$  map obtained with Fig. 4b and a Gaussian shape to enhance the contrast of the companion. Companion's location is given by the minimum of  $\chi^2$  (arrow)

is lower than its theoretical value (SNRth<sub>ds</sub> = 16.5). After correct scaling of the dark-speckle image, the SNR (37.3) becomes closer to one obtained in the long exposure (55.9). Measured dark-speckle SNR approaches its expected value near the optimal sampling (SNR<sub>ds</sub> = 62.2, SNRth<sub>ds</sub> = 54.1). When compared accurately through proper scaling, the dark-speckle SNR is then 3.5 times higher than the long-exposure SNR (Table 4, third column). From the analysis of the global residual fluctuations in the image, we derive an  $SNR_{\rm g} = 48.5$  for the largest sampling.

#### 4.3. Sample 3

This is the faintest companion detected in these laboratory tests ( $\Delta m = 7.8$ ). A large number of frames (65856), representing 22 minutes of simulated observing, was required to obtain significant SNR (Tables 5 and 6). Here again, the measured and theoretical dark-speckle SNR are more

similar for a sampling of 9.5 pixels/speckle area. On the subtracted image (Fig. 4) the companion's Airy peak is still not distinguishable from the brighter residual speckles in the coronagraphic field. Nevertheless, as explained in Sect. 3.2.3, to accurately assess the model, the SNR was calculated in accordance with the local noise. We therefore derive an SNR of about 28 for the finest sampling which is relatively high with respect to the residuals in Fig. 4. Taking into account the global residual speckle noise leads to more realistic values ranging between 6.2 and 9.5 depending on the pixel sampling.

The long exposure SNR is close to the value expected from Eq. (4)  $(SNR_{\rm l} = 27.7, SNRth_{\rm l} = 37.2)$ . For 2 × 2 pixels grouping, we have measured an  $SNR_{\rm ds} = 4.6$  in the dark-speckle image, but a better agreement with theoretical value is achieved with 4×4 pixels/group  $(SNR_{\rm ds} = 18, SNRth_{\rm ds} = 27.5)$ . Nevertheless, the scaled dark-speckle image shows that the SNR is still higher  $(SNRsc_{\rm ds} =$ 76.2). It demonstrates that fainter companions could have been detected in these tests.

To accurately distinguish the companion's Airy peak from brighter residual speckles, a  $\chi^2$  test was carried out on the subtracted image of Fig. 4. At each pixel a  $\chi^2$  value is evaluated between the original data and a Gaussian shape, the width of which is constrained by the resolution. Fixed speckles are assumed differents in size and shape from a perfect Airy peak and are therefore efficiently removed with a  $\chi^2$  test which has been found better than a simple correlation. The gaussian's amplitude is chosen to minimize the global minimum of the  $\chi^2$  map indicating the location of the companion. Features such as companions close to a Gaussian shape and fainter that fixed speckles, are enhanced by the  $\chi^2$  test. The Fig. 5 shows the result of this process applied on the subtracted image presented in Fig. 4. This refinement is obviously less effective if one of the bright speckle is superimposed to the companion's Airy peak. Also the  $\chi^2$  test is restrained to point-like source.

#### 5. Summary of the laboratory tests

These laboratory simulations were of interest to avoid uncontrollable disturbances arising in real observing variable seeing conditions, clouds, jitter, optical device alignment... Concluding remarks are as follows:

- 1: From a relatively good consistency of the long exposure *SNR* with its theoretical expectation (Eq. 4), we have concluded that the AO gain and the intensity ratio have been accurately estimated;
- 2: The measured dark-speckle *SNR* increases when the sampling approaches its optimal value (Eq. 1) and becomes closer to its theoretical expression (Eq. 5);
- 3: The scaled SNR evaluated for the finest sampling  $(1 \times 1 \text{ pixel/group})$  is similar to the long exposure SNR owing to the duality between 0 and 1-photon events.

When the sampling is reduced, the scaled dark-speckle images clearly outperforms the long exposure;

- 4: The saturation of residual speckles may tend to reduce the contrast of the faint companion;
- 5: Present capabilities are limited by the residual static speckles. For accurate comparison with the dark-speckle model, we did not take into account these defects for the calculation of the *SNR*. In some conditions (see Sect. 4.3), a shape criterion can remove the brightest residual speckles which differ from a symmetrical Airy peak.

We have reported hereabove the detection of a companion 7 times fainter than the average halo (Sect. 4.3). Regarding the promising results obtained, the study suggests that even fainter companions could be imaged with the present instrument. The instrument sensitivity is derived from the results obtained in sample 3. In the same integration time and seeing conditions, theoretical study based on dark-speckle analysis leads to a limited brightness ratio of about  $\Delta m = 10$ . Taking the global speckle noise into account decreases this limit down to  $\Delta m$  = 8. Nevertheless, it is expected that deeper imaging can be achieved with longer integration and higher photon rate. The detection of substellar companions is currently constrained by fixed patterns on coronagraphic images. Precise map subtraction, dark-speckle analysis and further refinements ( $\chi^2$  test for instance) are required for extracting the faintest levels around stars.

#### 6. Prospects and conclusion

As discussed in Boccaletti et al. (1998b), the sensitivity of dark-speckle imaging is currently limited by the presence of a few fixed speckles in the cleaned image which results from small permanent residual phase errors on the wavefront, escaping correction by the adaptive optics. A local bias in the error signal or actuator response, causing the average phase value to be off-set from zero, generates such fixed speckles which survive the local intensity modulation in the multiple exposures. Subtraction of the cleaned image from a similar image obtained on a reference star improves the darkening, but removing most of the fixed speckles in the first place is highly desirable. In coronagraphic images these defects become dominant.

A possible way of reducing the effect of these fixed aberrations consists in boiling the static speckle pattern. This can be achieved in principle, if offset voltages on the adaptive mirror are randomly modulated around their average value with appropriate amplitude and higher frequencies, the stroke of the actuators being within the range of the AO servo noise. Although such a process smoothes the residual speckles and then increases the average halo intensity on the long exposure, it does not really affect the dark-speckle analysis which remains "not sensitive" to fluctuating speckles.

The most critical device for the starlight cancellation is the coronagraph itself. New concepts in coronagraphy have been recently suggested: the achromatic interfero-coronagraph (AIC) (Gay & Rabia 1996), and the phase-mask coronagraph (Rodier & Roddier 1997). Both enhance faint companion imaging close to the Airy peak. The capability of such devices combined with a darkspeckle analysis remains to be thoroughly investigated.

As far as the detector is concerned the main present limitation is the saturation of the centroiding processor which implies low photon fluxes (<300 ph/frame). Higher photocathode efficiency and larger CCD chips, together with more powerful processors should improve the situation. Also important for high-contrast imaging is the abscence of internal scattered light within image intensifier tubes and CCDs. In addition, the feasibility of dark-speckle imaging with a near IR detector featuring a 38 e<sup>-</sup>/pixel read-out noise is being studied.

Finally, these laboratory tests are considered a preliminary attempt in the context of NGST studies to design a concept of visible/nearIR and multipurpose coronagraphic capability (Gezari et al. 1997; Moutou et al. 1998; Rabbia et al. 1998; Lefevre et al. 1998). Exoplanets detection is presently a key goal of the design reference mission. Requirements and specifications for such an instrument are currently under evaluation (Labeyrie et al. 1999). In this context, intensive laboratory simulations will be required in the next few years and coronagraphic prototype should enable to assess the best solutions for future missions.

discussions and R. Burnage (Observatoire de Haute-Provence) for careful reading. We also congratulate V. Thevenet (Paris Observatory) for the precise realisation of the Lyot stops.

#### References

- Abe L., Vakili F., Percheron I., Hamma S., Ragey J.P., Blazit A., 1998, Proceedings of the conference "Catching the Perfect Wave", Albuquerque N.M. (eds.), (June 1998)
- Angel J.R.P., 1994, Nat 368, 203
- Boccaletti A., Labeyrie A., Ragazzoni R., 1998, A&A 338, 106
   Boccaletti A., Moutou C., Labeyrie A., Kohler D., Vakili F., 1998, A&AS 133, 395
- Conan J.-M., Mugnier L., Fusco T., 1998, SPIE 3126, Proceedings of the Adaptive Optics and Applications
- Gay J., Rabbia Y., 1996, CR. Acad. Sci. Paris, t. 332, Serie II b, p. 265
- Gezari D.Y., Crotts A., Danchi W., et al., 1997, Columbia University and Ball Aerospace Systems Division, proposal in response to NRA 98-GSFC-1
- Labeyrie A., 1995, A&A 298, 544
- Labeyrie A., Vakili F., Abe L., Moutou C., Boccaletti A., Schneider J., et al., 1999 (in preparation)
- Le Fèvre O., et al., 1998, Proposal to ESA (Dornier, LAS)
- Lyot B., 1939, MNRAS 99, 580
- Malbet F., Yu J.W., Shao M., 1995, PASP 107, 386
- Malbet F., 1996, A&AS 115, 161
- Moutou C., Boccaletti A., Labeyrie A., 1998, Proceedings of the 34<sup>e</sup> Liège Astrophysics Colloquium, The NGST: Science Drivers and Technological Challenges, Liège, 1998, p. 211
- Rabbia Y., Baudoz P., Gay J., 1998, Proceedings of the 34<sup>e</sup> Liège Astrophysics Colloquium, The NGST: Science Drivers and Technological Challenges, Liège, 1998, p. 279
- Roddier F., Roddier C., 1997, PASP 109, 815
- Thiébaut E., 1994, A&A 284, 340
- Wynne C.G., 1979, Opt. Comm. 28, 21

Acknowledgements. We are grateful to the ONERA team for their efficient support during this 15 days run. We especially thank B. Fleury (ONERA) for the control of the AO loop, A. Labeyrie (Observatoire de Haute-Provence) for helpful

## Annexe B

## Programmation en parallèle

Afin de tirer partie au maximum des performances des DSP, j'ai entrepris de passer quelques semaines à l'étude de la programmation en parallèle de ces processeurs, chose à laquelle je n'étais pas familier, si ce ne sont mes connaissances en 'langage machine' (ou assembleur) qui m'ont permis de ne pas m'attarder sur la logique et la syntaxe de base de ce langage. Le point le plus important était d'organiser la programmation autour de mon objectif principal, à savoir, traiter une image de 512×512 pixels en moins de 7ms.

Pour bien comprendre la difficulté à programmer le C6201, je vais m'attarder sur la description de quelques points importants du jeu d'instructions assembleur et de quelques règles de programmation auxquelles on doit se soumettre.

## **B.1 Registres**

Il y a en tout 32 registres d'une longueur de 32 bits. Ces 32 registres sont répartis en 2 groupes, A et B, et certaines règles de programmation s'appliquent à la manière dont on doit les utiliser. Par exemple, lors d'un cycle d'horloge, on ne peut pas faire référence plus de 3 fois à un même registre.

## B.2 Unités de calcul

Le C6201 dispose de 8 unités logiques, répartis selon deux voies, ou chemins (appelés path). Ces unités sont chacune dédiées à un type précis d'opération. Parmi elles, on peut compter deux unités pour les opérations logiques (L1 et L2), deux pour les opérations de multiplication (M1 et M2), deux pour le transfert de données, depuis ou vers la mémoire (S1 et S2) et enfin deux pour la manipulation en général des données (D1 et D2). Les deux chemins (1 et 2) définissent la manière et les règles avec lesquelles on peut accéder à ces unités.

## **B.3** Instructions et cycles processeur

La programmation en parallèle peut se résumer à un jeu dans lequel il faut sans cesse anticiper le résultat de toutes les opérations en cours et ne jamais laisser de temps mort. L'instruction la plus redoutée du programmeur est sans aucun doute le NOP (abréviation pour No OPeration), car il signifie que l'on est obligé d'attendre un cycle de processeur (ici 5 nanosecondes) sans rien faire. Je n'envisage même pas le cas où l'on devrait écrire NOP n, où n serait le nombre de cycles à ne rien faire. Autrement dit, on doit toujours chercher à occuper le processeur s'il est en mesure de faire quelque chose d'utile. La plupart des opérations logiques et de calcul entre les registres s'exécutent en un cycle d'horloge, mais certaines d'entre elles, et non des moindres requièrent plusieurs cycles. C'est le cas par exemple des instructions qui chargent une adresse mémoire dans un registre (2 cycles) ou des sauts (4 cycles), c'est-à-dire des branchements d'un endroit du code vers un autre. Ces instructions ont un cycle d'exécution plus long car elles demandent en général le calcul d'une adresse d'une zone mémoire. Cependant, s'il faut compter 2 cycles d'horloge pour accéder à une zone mémoire, l'accès subséquent aux mémoires consécutives ne demandent aucun cycle supplémentaire et on parle alors de mode de transfert burst ("en rafale").

Malgré une apparente complexité, il faut bien prendre conscience que tout ceci confère une très grande souplesse pour la programmation. Bien que je ne sois pas spécialiste de DSP, plusieurs personnes m'ont affirmé, et je peux le comprendre, que la facilité de programmation de tels processeurs est sans commune mesure avec des versions antérieures, dont l'architecture et les restrictions rendent la tâche du programmeur bien plus complexe.

## B.4 Comparaison du code optimisé/non optimisé

Je présente ici le même code, mais dans deux versions différentes où l'une a été optimisée (la seconde). Dans ce second code, les instructions qui sont exécutées dans un seul cycle d'horloge (5 ns) figurent avec le symbol "||" qui signifie bien sûr, "parallèle". Ainsi on voit que certaines lignes de code peuvent être regroupées de manière assez efficace, en aboutissant à un gain d'un facteur 2. Le gain théorique de 8 n'est pas atteint ici en raison d'une part de la relative simplicité de la tâche à accomplir, et d'autre part que les opérations les plus utilisées (opération logiques par exemple) ne peuvent s'exécuter plus de 2 à la fois. On trouve donc des astuces, en utilisant des unités qui peuvent aboutir au même résultat. La proportion d'opérations "élémentaires" n'est pas suffisamment élevée par rapport aux opération coûteuses en temps (e.g. branchement, lecture de la mémoire) pour atteindre donc ce facteur de 8. On peut tout de même mentionner que l'optimisation de ce code s'est faite "à la main", sans l'aide d'outils spécifiques qui ne se sont pas révélés très performants dans ce cas (que ce soit en langage C ou en langage assembleur).

Algorithme sériel : 25 Cycles						
[B0]	SUB		1,B0,B0	; sub 1 from cntr(B0) if not zero		
	EXTU	.S1	A10,0,24,A0	; extract P0(A0)		
	CMPGT	.L	A0,A15,A1	; A,A,A P0>seuil ? -> a(A1)		
	EXTU	.S2	B10,8,24,B3	; extract P1(B3)		
	CMPGT	.L	B3,A15,B8	; B,A,B P1>seuil? -> b(B8)		
	EXTU	.S2	B10,16,24,B4	; extract P2(B4)		
	CMPGT	.L	B4,A15,B2	; B,A,B P2>seuil ? -> c(B2)		
	AND	.L	A14,A10,A3	; extract P3(A3)		
	CMPGT	.L	A3,A15,A2	; A,A,A P3>seuil ? -> d(A2)		
	OR	.L	A1,B2,B2	; a OR c -> c		
	OR	.L	B8,A2,A2	; b OR d -> d		
	OR	.L	A2,B2,A2	; (a OR c) OR (b OR d) -> d		
[!A2]	LDW		*A8++,A10	; load A8 content to A10(word0)		
	NOP					
	NOP					
	NOP					
[!A2]	MV		A10,B10	; copy A10 into B10		
	MV		A3,A5	; copy P3 in Pn for next iteration		
[!B0]	SET		A2,0,1,A2	; if zero, set A2 to 1		
[!A2]	ADD	.S	4,A13,A13	; coordA += 1		
[!A2]	В	.S	LOOP			
	NOP					
	NOP					
	NOP					
	NOP					

Algorithme parallèle : 12 Cycles						
		EXTU	.S1	A10,0x0,0x18,A0	;  53  extract P0(A0)	
		EXTU	.S2	B10,0x10,0x18,B4	;  57  extract P2(B4)	
		CMPGT	.L1	A0,A15,A1	;  54  A,A,A P0>seuil ? -> a(A1)	
Ш		CMPGT	.L2X	B4,A15,B2	;  58  B,A,B P2>seuil ? -> c(B2)	
		AND	.S1	A14,A10,A3	;  59  extract P3(A3)	
		EXTU	.S2	B10,0x8,0x18,B3	;  55  extract P1(B3)	
		MV	.D1	A3,A5	;  51  cpy P3>Pn for next iteration	
		CMPGT	.L1	A3,A15,A2	;  60  A,A,A P3>seuil ? -> d(A2)	
		CMPGT	.L2X	B3,A15,B8	;  56  B,A,B P1>seuil?-> b(B15)	
		OR	.L1	A1,A2,A2	;  62  a OR d -> d	
		OR	.L2	B8,B2,B2	;  63  b OR c -> c	
		OR	.L1X	A2,B2,A2	;  64  (a OR d) OR (b OR c) -> d	
	[ B0]	SUB	.S2	B0,0x1,B0	;  50  sub 1 from cntr(B0) if not 0	
	[!B0]	SET	.S1	A2,0x0,0x1,A2	;  74  if zero, set A2 to 1	
	[!A2]	В	.S1	LOOP	;  78	
Ш	[!A2]	LDW	.D1T1	*A8++,A10	;  75  load A8 content to A10(word0)	
		SUB	.L2X	A8,B13,B9	;  67  sub 512 from A8 into B9	
		ADD	.L1X	A8,B13,A9	;  68  add 512 to A8 into A9	
		LDW	.D1T1	*-A9(4),A12	;  71  load bword0 into A12	
		LDW	.D2T2	*-B9(4),B11	;  70  load tword0 into B11	
	[!A2]	ADD	.S1	0x4,A13,A13	;  77  coordA += 4	
		NOP				
		NOP				
		MV	.L2X	A10,B10	;  76	
	[ A2]	LDW	.D1T1	*A8,A10	; [80] load A8 content to A10(word0)	

## Annexe C

# Liste des nuits d'observation au GI2T

Ce tableau regroupe toutes les dates où j'ai observé au GI2T. Les principales observations ont eu lieu durant l'été 2001 (campagne sur Véga, Deneb, PCyg,  $\beta$ Lyr,  $\alpha$ Cas,  $\pi$ Her), après que les premières franges furent détectées dans le visible (la première lumière ayant eu lieu en infra-rouge (bande K) lors d'une mission de l'équipe de G. Weigelt fin 1999, **Weigelt et al. 2000** [124] (Figure C.1). Durant l'année 2000, l'équipe du GI2T s'est attachée à fiabiliser l'instrument (e.g. calibration du spectromètre, contrôle automatique de l'ensemble de l'instrument, rodage des procédures d'observation par équipes de 2 ou 3 observateurs). Pour ma part, j'ai progressivement mis au point le détecteur de frange sur la caméra CP20. Au printemps 2001, les franges étaient détectées systématiquement grâce à ce système. A partir de cette date, j'ai mené ou participé à de nombreuse nuits dans le but d'acquérir les données sur les programmes cités, et qui sont en cours d'analyse.

![](_page_246_Picture_3.jpeg)

Figure C.1. Premières franges IR sur le ciel (étoile RCas, bande K) enregistrées par G. Weigelt et son équipe lors d'une mission en septembre 2000. La caméra opère dans un mode "franges dispersées", tout comme le spectromètre du GI2T/REGAIN.

Date	Date	Date
17/12/1998	02/02/2001	07/07/2001
03/03/1999	05/02/2001	13/07/2001
24/03/1999	21/02/2001	14/07/2001
30/04/1999	23/02/2001	15/07/2001
20/08/1999	26/02/2001	30/07/2001
23/08/1999	30/03/2001	01/08/2001
06/12/1999	05/04/2001	05/08/2001
13/12/1999	08/04/2001	06/08/2001
19/12/1999	12/04/2001	10/08/2001
10/01/2000	18/04/2001	11/08/2001
18/01/2000	28/04/2001	12/08/2001
08/02/2000	19/05/2001	14/08/2001
01/08/2000	22/05/2001	22/08/2001
08/08/2000	04/06/2001	28/08/2001
31/08/2000	07/06/2001	03/09/2001
05/09/2000	10/06/2001	05/09/2001
01/11/2000	11/06/2001	19/09/2001
24/11/2000	23/06/2001	21/09/2001
27/11/2000	24/06/2001	12/10/2001
12/01/2001	26/06/2001	03/11/2001
30/01/2001	29/06/2001	

Tableau C.1. Liste des nuits d'observation auxquelles j'ai participé.

# Bibliographie

- [1] Abe L., Vakili F., Percheron I., Hamma S., Ragey J.-P., Blazit A., "The CP20++ photon counting camera : current use in the dark speckle experiment" (1998) in proceedings of conference "Catching the perfect wave", Albuquerque, June 1998
- [2] Abe L., Blazit A., Vakili F., "New generation of photon-counting cameras" (2000), SPIE Proc., vol.4008, p.675-682
- [3] Abe L., Blazit A., Vakili F., "Caméras à comptage de photon de nouvelle génération : Application à l'astronomie" (2000), Actes du XVIIIième colloque Imagerie rapide et photonique de l'ANRT, 17-18 mai 2000
- [4] Abe L., Boccaletti A., Vakili F., "The achromatic phase knife coronagraph" (2001), A&A, vol.374, p.1161-1168
- [5] Abe L., "The Achromatic Phase Knife Coronagraph : Theory and First Laboratory Results" (2001), Comptes-rendus de la SF2A-2001, Scientific Highlights 2001, EDP Science Eds., p.555-558
- [6] Abe L., Thiébaut E., Koechlin L., "Fast Photon Counting Detectors State of the Art and Future Prospects" (2001), Comptes-rendus de la SF2A, Scientific Highlights 2001, EDP Science Eds., p. 497-500
- [7] Abe L., Domiciano A., Vakili F., Gay J., "Phase knife coronagraph. II. Laboratory results" (2002), A&A, accepté
- [8] Aime C., "Analyse de la technique de tavelures obscures pour la détection d'exo-planètes" (2000) J. Opt. Soc. Am., vol. 16, p.411-421
- [9] Aime C., Soummer R., Lopez B., "Stellar coronagraphy with a redundant array of telescopes in space. The multiple mask coronagraph" (2001), A&A, vol.370, p.680-688
- [10] Aime C., Soummer R., Ferrari A., "Interferometric apodization of rectangular apertures : Application to stellar coronagraphy" (2001), A&A, vol.379, p697
- [11] Aristidi E., Carbillet M., Prieur J.-L., Lopez B., Bresson Y., Koechlin L., "ICCD speckle observations of binary stars : Measurements during 1994-1995" (1997), A&AS Ser., vol.126, December II, p.555-561
- [12] Augereau J. C., Lagrange A. M., Mouillet D., Ménard F., "HST/NICMOS2 observations of the HD 141569 A circumstellar disk" (1999), A&A
- [13] Baier G., Weigelt G., "Speckle interferometry observations of the asteriods Juno and Amphtrite" (1983), A&A, vol.121, p.137-141

- [14] Baldwin J. E., Tubbs R. N., Cox G. C., Mackay C. D., Wilson R. W., Andersen, M. I., "Diffractionlimitted 800nm imaging with the 2.56m Nordic Optical Telescope" 2001, A&A, vol.368, p.L1
- [15] Barth W., Weigelt G., Zinnecker H., "Speckle masking observations of the young binary Z Canis Majoris" (1994), vol.291, no. 2, p. 500-504
- [16] **Baudoz P.,** "Coronographie Stellaire : Le Coronographe Interférentiel Achromatique" (1999), Thèse de Doctorat, Université de Nice Sophia-Antipolis
- [17] Baudoz P., "Achromatic interfero coronagraphy. II. Effective performance on the sky" (2000), A&AS Ser., vol.145, p.341
- [18] Beckers J. M., "Detailed compensation of atmospheric seeing using multiconjugate adaptive optics" (1989), Proc. SPIE vol.1114, p.215
- [19] Bergamini P., Bonelli G., Poletto L., Tanzi E.G., Tondello G., Uslenghi M. "Characterization of a Photon-Counting ICCD Prototype" (1998), SPIE
- [20] Berio P., Vakili, F., Mourard, D. and Bonneau, D., "Removing the photon-centroiding hole in optical stellar interferometry" (1998), A&AS Ser., vol.129, p609-615
- [21] Berio P., Mourard D., Bonneau D., Chesneau O., Stee P., Thureau N., Vakili F. & Borgnino J., "Spectrally resolved Michelson Interferometry. I. Exact formalism in the multi-speckle mode" (1999), J. Opt. Soc. Am., vol. 16, p872
- [22] Biesecker D. A., Lamy P., St. Cyr O. C., Llebaria A., & Howard R. A., "Sungrazing Comets Discovered with the SOHO/LASCO Coronagraphs 1996-1998" (2002), Icarus, vol.157, p.323
- [23] Blazit A. (1988), Thèse d'Etat
- [24] Boccaletti A., Labeyrie A. and Ragazzoni R., "Prelimiray results of dark-speckles stellar coronagraphy" (1998), A&A, vol.338, p106-110
- [25] Boccaletti A., Moutou C., Labeyrie A., Kohler D., Vakili F., "Present performance of the darkspeckle coronagraph" (1998), A&AS Ser.
- [26] Boccaletti A., Moutou C., Abe L., "Refined laboratory simulations of dark-speckle coronagraphy" (1999) A&AS, vol.141, p.157-164
- [27] Boccaletti A., Moutou C., Abe L., Vakili F., Labeyrie A., Riaud P., Schneider J., "NEF : NGST Exo-planet Finder : I. Concepts" (2000), Proceedings of the Next Generation Space Telescope Science and Technology, ASP Conference Series, vol.207, p.179
- [28] Boccaletti A., Moutou C., Mouillet D., Lagrange A.-M., Augereau J.-C., "Dark-speckle coronagraphic detection of binary stars in the near-IR" (2001), A&A, vol.367, p.371
- [29] Bonneau D., Josse M. and Labeyrie A., "Lock-in image subtraction : detectability of circumstellar planets with the large space telescope" (1975), Image Processing Techniques in Astronomy, p. 403-409
- [30] Bourget P., Veiga C. H., Vieira Martins R. "A Coronagraph with a Variable-Diameter Occulting Disk" (2001), PASP, vol.113, p.436-438
- [31] Bracewell, R. B., "Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer" (1978), Nature, 274, 780

- [32] Bruijne (de) J. H. J., Reynolds A. P., Perryman M. A. C., Peacock A., Favata F., Rando N., Martin D., Verhoeve P., Christlieb N., "Direct determination of quasar redshifts" (2002), vol.381, p.L57
- [33] Brummelaar T. A. Ten, "Correlation measurement and group delay tracking in optical stellar interferometry with a noisy detector" (1997), MNRAS, vol.185, p.135-150
- [34] Burch C. R., "TITLE" (1934), MNRAS, vol.94, p.384-399
- [35] Carter M. K., Cutler, R., Patchett, B. E., Read, P. D., Waltham, N., "Transputer based image photon counting detector" (1990), SPIE proc., vol.1235, p644C
- [36] Charbonneau D., Brown T. M., Noyes R. W., Gilliland R. L., "Detection of an extra-solar atmosphere" (2002), ApJ, vol.68, Issue 1, p. 377-384
- [37] Chesneau O., Roche M., Boccaletti A., Abe L., Moutou C., Charbonnier F., Aime C., Lantéri H. and Vakili F., "Adaptive optics imaging of P Cygni in Ha" (2000), A&AS Ser. 144, p523-532
- [38] Chesneau O., "Perte de masse des étoiles chaudes : Polarisation et haute résolution angulaire" (2001), Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg/Université de Montréal
- [39] Clampin M. and Paresce F., "Photon-counting imaging with GaAs photocathode : evaluation of the Red-RANICON for astronomical imaging" (1989), A&A, vol.225, p.578-584
- [40] Clampin M. and Paresce F., "Traitement du signal pour la détection des transits planétaires : application à la mission spatiale COROT" (1989), Thèse de doctorat
- [41] Delplancke F., Leveque S., Kervella P., Glindemann A., D'Arcio L., "Phase-referenced imaging and micro-arcsecond astrometry with the VLTI", 2000, SPIE conference : "Astronomical Telescope and Instrumentation 2000", Munich (Germany), 25-31 March 2000, vol.4006, p.365-376
- [42] Dierickx P., Gilmozzi R., "Progress of the OWL 100-m telescope conceptual design" (2000), Proc. SPIE, vol.4004, p.290-299
- [43] Diolaiti E., Ragazzoni R., Tordi M. "Closed loop performance of a layer-oriented multi-conjugate adaptive optics system" (2001), A&A, vol.372, p.710-718
- [44] Domiciano A., Vakili F., Jankov S., Janot-Pacheco E., Abe L. "Modelling rapid rotators for stellar interferometry" (2002), A&A, vol.393, p.345-357
- [45] Elst (van) M., Weghorn H., Weigelt G., "Realtime Processing of Speckle Interferograms with Digital Signal Processors" (1992), ESO Conference on High-Resolution Imaging by Interferometry, Proceedings, held in Garching bei Munchen, Germany, October 15-18, 1991. Editors, J.M. Beckers, F. Merkle, Publisher, European Southern Observatory, Garching bei Munchen, Germany
- [46] Femenia B., Carbillet M., Riccardi A., Esposito S., Brusa G., "Numerical simulations of MCAO modal systems in open-loop and closed-loop operation" (2002), Proc. SPIE vol.4494, p.132-143
- [47] Fizeau H., (1868), C. R. Acad. Sci., vol.66, p.934
- [48] Fordham J. L. A., Hook R. N. "Interpolative Centroiding in Photon Counting Detectors" (1988), in "Instrumentation for Ground-Based Optical Astronomy, Present and Future. The Ninth Santa Cruz Summer Workshop in Astronomy and Astrophysics, July 13- 24, 1987, Lick Observatory. Editor, L.B. Robinson; Publisher, Springer-Verlag, New York, NY, 1988", p.582

- [49] Fordham J. L. A., Moorhead C. F., Galbraith R. F., "Dynamic range limitations of intensified CCD photon counting detectors" (2000), MNRAS, vol.312, p.83-88
- [50] Foy R., "The photon counting camera CP40" (1988), Instrumentation for Ground-Based Optical Astronomy, Present and Future, Eds. L. B. Robinson, Publisher, Springer-Verlag, New York, NY, p.589
- [51] Fried D. L., "Limiting Resolution Looking Down Through the Atmosphere" (1966), J. Opt. Soc. Am., vol.56, p.1372
- [52] Gay J., Rabbia Y., "Principe d'un coronographe interférentiel" (1996), Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Paris, tome 332, Série II, p. 265-271
- [53] Germain M. E., "Intensified CCD Fringe Tracker" (1999), SPIE proc., vol.4006, p.1029-1034
- [54] Glindemann A., Rees N. P., "Photon counting versus CCD sensors for wavefront sensing : performance comparison in the presence of noise" (1994), Proc. SPIE, vol.2199, p. 824-834
- [55] Guillot T. & Showman A. P., "Evolution of "51 Pegasus b-like" planets" (2002), A&A, vol.385, p.156
- [56] Guyon O., Roddier C., Graves J. E., Roddier F., Cuevas S., Espejo C., Gonzalez S., Martinez A., Bisiacchi G., Vuntesmeri V., "The Nulling Stellar Coronagraph : Laboratory Tests and Performance Evaluation" (1999), PASP, vol.111, p.1321
- [57] Hoffmann K. H., Mauder W. & Weigelt G., "Photon-Counting speckle imaging" (1990), Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., vol.1319, p.442-443
- [58] Hoffmann K. H., "Photon-Counting speckle imaging : the photon-counting hole in triple correlation" (1993), J. Opt. Soc. Am. A., vol. 10 (2), p.329-335
- [59] Janesick J., "Lux transfer : CMOS versus CCD" (2002)
- [60] Jerram P., Pool P., Bell R., Burt D., Bowring S., Spencer S., Hazelwood M., Moody I., Catlett N., Heyes P. "The LLLCCD : Low Light Imaging without the need for an intensifier" (2000), Marconi Applied Technologies, Chelmsford, Essex, UK
- [61] Keller C. U., Graff W., Rosselet A., Gschwind R., Wild U. P., "First light for an astronomical 3-D photon detector" (1994), A&A, vol.289, p.L41
- [62] Keller C. U., Gschwind R., Renn A., Rosselet A., Wild U. P., "The spectral hole-burning device : a 3-dimensional photon detector" (1995), A&AS Ser., vol. 109, p.383
- [63] Koechlin L., "Développement et exploitation astrophysique de l'interférométre à deux télescopes du CERGA" (1985), Thèse de doctorat d'état
- [64] *Koechlin L.,* "Dispersed fringe tracking with the multi-ro apertures of the Grand Interféromètre à 2 Télescopes" (1996), *Applied Optics, vol.35, Issue 16, June 1, 1996, pp.3002-3009*
- [65] Kuhn J. R., Hawley S. L., "Some astronomical performance advantages of off-axis telescopes" (1999), PASP, vol.111, p.601-620
- [66] Labeyrie A., "Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images" (1970), A&A, vol.6, p.85
- [67] Labeyrie A., "Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes" (1975), Astrophysical Journal, vol.196, p. L71-L75
- [68] Labeyrie A., "Images of exo-planets obtainable from dark speckles in adaptive optics telescopes" (1995), A&A, vol.298, p544-548
- [69] Labeyrie A., "Hypertelescope architectures for direct imaging at high angular resolution" (2001), proceeding of "Beyond Conventional Adaptive Optics"
- [70] Lawson P., "Artefacts in PAPA camera images" (1994), Applied Optics, vol.33, Issue 7, March 1, p.1146-1153
- [71] Lawson P., "The Sydney University PAPA camera" (1994), Astronomical Society of Australia, Proceedings, vol.11, no. 1, p. 50-54
- [72] Lawson P., "Group-delay tracking in optical stellar interferometry with the fast Fourier transform" (1995), J. Opt. Soc. Am. A, vol.12, p.366
- [73] Léger A., Mariotti J. M., Mennesson B., Ollivier M., Puget J. L., Rouan, D., Schneider J., "The DARWIN project" (1996), Astrophysics and Space Science, vol.241, Issue 1, p.135-146
- [74] Lestrade J.-F., Preston R. A., Jones D. L., Phillips R. B., Rogers A. E. E., Titus M. A., Rioja M. J., Gabuzda D. C., "High-precision VLBI astrometry of radio-emitting stars" (1999), A&A, vol.344, p.1014
- [75] Lyot B., "La couronne solaire étudiée en dehors des éclipses" (1930), Comptes rendus 191, p.834
- [76] Lyot B., "Photographie de la couronne solaire en dehors des éclipses" (1931), Comptes rendus 193, p.1169
- [77] Lyot B., "A study of the solar corona and prominences without eclipses" (1939), Monthly Notice of Royal Academy of Science, vol. 99, p579
- [78] Mackey C. D., Tubbs R. N., "Sub-Electron Read Noise at MHz Pixel Rates" (2001), SPIE proc., vol4306, p.289
- [79] Malbet F., Yu J. W., Shao M., "High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronography" (1995), PASP, vol. 107, p.386
- [80] Malbet F., "High angular resolution coronography for adaptive optics" (1996), A&AS Ser., vol.115, p.161
- [81] Menesson B., Mariotti J. M., "Array Configurations for a Space Infrared Nulling Interferometer Dedicated to the Search for Earthlike Extrasolar Planets" (1997), Icarus, vol. 128, p.202-212
- [82] Mayor M., Queloz D., (1995), nature 378, p.355
- [83] McAlister H. A., Hartkopf W. I., Hutter D. J., "ICCD speckle observations of binary stars. II. Measurements during 1982-1985 from the Kitt Peak 4 m Telescope" (1987), The Astronomical Journal, vol.93, p.688
- [84] Michel R., Fordham J., Kawamaki H. "Fixed pattern noise in high-resolution, CCD readout photon-counting detectors" (1997) Mon. Not. R. Astron. Soc., vol.292, p611-620

- [85] Michelson A., "On the Application of Interference Methods to Astronomical Measurements" (1920), Astrophysical Journal, vol.51, p.257
- [86] Mouillet D., Lagrange A. M., Augereau J. C., Ménard F., "Asymmetries in the HD 141569 circumstellar disk" (2001), vol.372, p.L61-L64
- [87] Mourard D., Tallo-Bosc I., Rigal F., Vakili F., Bonneau D., Morand F., Stee P., "Estimation of visibility amplitude by optical long-baseline Michelson interferometry with large apertures" (1994) A&A, vol.288, p.675-682
- [88] Moutou C., Boccaletti A., Labeyrie A., Vakili F., Abe L., Schneider J., Riaud P., "NGST Exoplanet Finder (NEF) : II. Study results" (2000), Proceedings of the Next Generation Space Telescope Science and Technology, ASP Conference Series, vol.207, p.484
- [89] **NASA eds.**, "The Terrestrial Planet Finder (TPF) : A NASA Origins Program to Search for Habitable Planets" (1999)
- [90] Nelson J., "Design concepts for the California Extremely Large Telescope (CELT)" (2000), Proc. SPIE, vol.4004, p.282-289
- [91] Ollivier M., Mariotti J.-M., Léger A., Sékulic P., Brunaud J., Michel G., "Interferometric coronography for the DARWIN space mission - Laboratory demonstration experiment" (2001), A&A, vol.370, p.1128-1136
- [92] Papaliolios C., Nisenson P., Ebstein S., "Speckle imaging with the PAPA detector" (1985), Applied Optics, vol.24, Issue 2, January 15, p.287-292
- [93] Peacock T., Verhoeve P., Rando N., Perryman M. A. C., Taylor B. G., Jakobsen P., "Superconducting tunnel junctions as detectors for ultraviolet, optical, and near infrared astronomy" (1997), A&AS, vol.123, p.581-587
- [94] Pedretti E., Labeyrie A., Arnold L., Thureau N., Lardière O., Boccaletti A., Riaud P., "First images on the sky from a hyper-telescope" (2000), A&A, vol.147, p.285-290
- [95] *Percheron I.,* "Traitement d'image en temps réel en interférométrie optique à grande base" (1992) *Thèse de doctorat de l'Université de Nice*
- [96] Perryman M. A. C., Foden C. L., Peacock A., "Optical photon counting using superconducting tunnel junctions" (1993), Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol.A-325, p.319
- [97] Perryman M.A.C., "Optical STJ observations of the Crab Pulsar" (1999), A&A, vol.346, L31
- [98] Petrov R. G., Balega Y. Y., Blazit A., Borgnino J., Foy R., Lagarde S., Martin F., Vassyuk V.
  V., "First Experimental Results in Sub Diffraction Limited Differential Speckle Interferometry" (1992), dans High-Resolution Imaging by Interferometry, p.435
- [99] *Petrov R. G. et al.,* "AMBER : the near-infrared focal instrument for the Very Large Telescope Interferometer" (2000), Proc. SPIE, vol.4006, p.68
- [100] Prasad S., Kulkarni S. R., "Noise in optical synthesis Images. I. Ideal Michelson interferometer" (1989), JOSAA, Optics, Image Science, and Vision, vol.6, Issue 11, November 1989, p.1702-1714

- [101] Prieur J.-L., Koechlin L., Gallou G., Lucuix C., "The "PISCO" speckle camera of Observatoire Midi-Pyrenée" (1997), Experimental Astronomy, vol.8, issue 4, p.297-315
- [102] Racine R., Walker G. A. H., Nadeau D., Doyon R., Marois C., "Speckle Noise and the Detection of Faint Companions" (1999), PASP, vol.111, p.587-594
- [103] Rando N., Peacock A., Favata F., Perryman M. A. C., "S-CAM : AN IMAGING SPECTRO-PHOTOMETER BASED ON SUPERCONDUCTING TUNNEL JUNCTIONS" (2000), Experimental Astronomy, vol.10 (4), p.499-517
- [104] Riaud P., Boccaletti, A., Rouan D., Lemarquis F., Labeyrie A., "The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. II. Simulations" (2001), PASP, vol.113, p.1145-1154
- [105] Robbe S., "Thèse" (1990), Thèse, Observatoire de la Côte d'Azur
- [106] Roddier F., Gilli J.-M., Lund G., "On the origin of speckle boiling and ist effects in stellar speckle interferometry" (1982), J. Optics, vol.13, p.263-271
- [107] Roddier F., "The effects of athmospheric turbulence in optical astronomy" (1983), Progress in Optics, North-Holland, vol.19, p.283
- [108] Roddier F., Lena P., "Long-Baseline Michelson interferometry with large ground-based télescopes operating at optical wavelengths", 1984, Journal of Optics, vol. 15, p.171-182
- [109] Roddier F., Roddier C., "The nulling coronagraph" (1997), PASP, vol. 109, p.815-820
- [110] Rouan D., Baglin A., Copet E., Schneider J., Barge P., Deleuil M., Vuillemin A., Leger A., " The exosolar planet program of the COROT satellite " (1998), in Earth, Moons and Planets, vol.81, p.79
- [111] Rouan D., Riaud P., Boccalettio A., Clénet Y., Labeyrie A., "The four quadrant phase-mask coronagraph" (2000), PASP, vol.112, p.1479
- [112] Rousselet-Perraut K., Chesneau O., Berio P., Vakili F., "Spectro-polarimetric interferometry (SPIN) of magnetic stars" (2000), A&A, vol.327, p.395-604
- [113] Tallon M., Tallon-Bosc I., "The object-image relationship in Michelson stellar interferometer" (1992), A&A, vol.253, p.641-645
- [114] Tallon M., Baranne A., Blazit A., Foy F., Foy R., Tallon-Bosc I., Thiebaut E., "SPID : a high spectral resolution diffraction-limited camera" (2000), Proc. SPIE, vol.4007, p.962-970, Adaptive Optical Systems Technology, Peter L. Wizinowich Ed.
- [115] Texereau J., "How to make a telescope" (1957), Anchor books
- [116] Thiébaut E., "Speckle interferometry with a photon counting detector" (1994), A&A, vol.284, p.340-348
- [117] **Thomas E.,** "Contributions à l'interférométrie spatiale. Astrométrie globale et détection de planètes extra-solaires" (2000), Thèse de doctorat de l'Université de Nice-Sophia Antipolis
- [118] Thureau N., "Contribution à l'interférométrie optique à longue base en mode multi-tavelures : analyse formelle et quantitative des pertes de visibilité instrumentales pour l'interféromètre GI2T-REGAIN" (2000), Thèse de doctorat de Université de Nice-Sophia Antipolis

- [119] Trauger J., "Strategies for High-Contrast Imaging with NGST" (1999), BAAS, vol.31, p.834
- [120] Trilling D. E., Koerner D. W., Ftaclas C., Brown R. H., & Donovan J., "A Coronagraphic Survey of Stars with Known Extrasolar Planets" (2001) American Astronomical Society Meeting, 199, #33.07
- [121] Udry S., Mayor M., Naef D., Pepe F., Queloz D., Santos N. C., Burnet M., Confino B., Melo C., "The CORALIE survey for southern extra-solar planets. II. The short-period planetary companions to HD 75289 and HD 130322" (2000), A&A, vol.356, p.590
- [122] Vakili F, Mourard D., Bonneau D., Stee P., "Subtle structures in the wind of P Cygni" (1997), A&A, vol.323, p.183-188
- [123] Verinaud C., Thèse de doctorat (2000), Université de Nice-Sophia Antipolis
- [124] Weigelt G., Mourard D., Abe L., Beckmann U., Chesneau O., Hillemanns C., Hofmann K.-H., Ragland S., Schertl D., Scholz M., Stee P., Thureau N., Vakili F., "GI2T/REGAIN spectrointerferometer with a new infrared beam combiner" (2000), Proc. SPIE, vol.4008, p.617-626
- [125] Wynne C. G., (1979), Opt. Comm., vol.28, p.21
- [126] Zeipel H. von, "The radiative equilibrium of a rotating system of gaseous masses" (1924), MN-RAS, vol.84, p.665
- [127] Zernike F., "Diffraction theory of the knife-edge test and its improved form, the phase-contrast method" (1934), MNRAS, vol.94, p.377-384
- [128] Zernike F., "How I discovered phase contrast", Nobel Lecture, December 11, 1953