



**HAL**  
open science

# Détection et Caractérisation des Exoplanètes par Imagerie Directe avec IRDIS

Arthur Vigan

► **To cite this version:**

Arthur Vigan. Détection et Caractérisation des Exoplanètes par Imagerie Directe avec IRDIS. Astrophysique [astro-ph]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2009. Français. NNT : . tel-00460567

**HAL Id: tel-00460567**

**<https://theses.hal.science/tel-00460567v1>**

Submitted on 1 Mar 2010

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

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

ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE  
UNIVERSITÉ DE PROVENCE - AIX-MARSEILLE I

## THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université de Provence (Aix-Marseille I)  
Spécialité : *Rayonnement, Plasmas et Astrophysique*

par

Arthur VIGAN

---

# Détection et Caractérisation des Exoplanètes par Imagerie Directe avec IRDIS

---

dirigée par

Maud LANGLOIS  
et Gérard LEMAÎTRE

et soutenue publiquement le 8 décembre 2009  
devant la commission composée de

M. Guy Perrin \_\_\_\_\_ Président  
M. Rémi Soummer \_\_\_\_\_ Rapporteur  
M. René Doyon \_\_\_\_\_ Rapporteur  
Mme. Magali Deleuil \_\_\_\_\_ Examinatrice  
M. David Mouillet \_\_\_\_\_ Examineur  
M. Gérard Lemaître \_\_\_\_\_ Directeur de thèse  
Mme. Maud Langlois \_\_\_\_\_ Co-directrice de thèse



Laboratoire d'Astrophysique de Marseille/OAMP  
Technopole de Marseille-Étoile  
38, rue Frédéric Joliot-Curie  
13388 Marseille cedex 13



ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE  
UNIVERSITÉ DE PROVENCE - AIX-MARSEILLE I

## THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université de Provence (Aix-Marseille I)  
Spécialité : *Rayonnement, Plasmas et Astrophysique*

par

Arthur VIGAN

---

# Détection et Caractérisation des Exoplanètes par Imagerie Directe avec IRDIS

---

dirigée par

Maud LANGLOIS  
et Gérard LEMAÎTRE

et soutenue publiquement le 8 décembre 2009  
devant la commission composée de

M. Guy Perrin \_\_\_\_\_ Président  
M. Rémi Soummer \_\_\_\_\_ Rapporteur  
M. René Doyon \_\_\_\_\_ Rapporteur  
Mme. Magali Deleuil \_\_\_\_\_ Examinatrice  
M. David Mouillet \_\_\_\_\_ Examineur  
M. Gérard Lemaître \_\_\_\_\_ Directeur de thèse  
Mme. Maud Langlois \_\_\_\_\_ Co-directrice de thèse



Laboratoire d'Astrophysique de Marseille/OAMP  
Technopole de Marseille-Étoile  
38, rue Frédéric Joliot-Curie  
13388 Marseille cedex 13



# Remerciements

Voici venu pour moi le moment de remercier tous ceux qui ont contribué de près, de loin, de très loin ou pas du tout à la réussite de mon travail. Il s'agit là d'une tâche difficile (la plus difficile ?) tant les rencontres et les échanges ont été nombreux et variés, aussi bien sur le plan personnel que sur le plan astronomique !

Je tiens tout d'abord à remercier Maud Langlois et Claire Moutou qui ont encadré mon travail de thèse. Travailler avec une instrumentaliste et une astronome qui ont des avis souvent très différents est une tâche difficile mais infiniment enrichissante pour un apprenti chercheur. Je les remercie de m'avoir fait confiance, de m'avoir laissé choisir l'orientation de mon travail... et d'avoir su me remettre dans le droit chemin quand c'était nécessaire. Merci beaucoup à toutes les deux.

Un grand merci aussi à toute l'équipe LOOM qui m'a accueillie au Laboratoire d'Astrophysique de Marseille en 2005. En particulier, merci à Marc Ferrari de m'avoir intégré au sein de l'équipe dès mon arrivée, d'avoir tout fait pour que mon travail se passe au mieux même dans les moments difficiles, et de me soutenir encore pour la suite. Merci à Gérard Lemaître pour ses conseils en tant que directeur de thèse, et pour sa passion contagieuse de l'optique. Merci à Kjetil Dohlen pour tout ce qu'il m'a appris et pour les nombreuses heures de discussions sur des sujets aussi divers que variés (mais souvent avec des transformées de Fourier !). Merci à Silvio Mazzanti pour son aide en informatique et pour les sympathiques missions aux Canaries ou à Garching. Un immense merci à Manu, mon co-bureau et ami, pour toutes ces heures passées à discuter, rire, chanter (Chauuud Cacao...), râler, travailler un peu aussi. Et bien évidemment un grand merci à tous les autres membres de l'équipe avec qui j'ai moins eu l'occasion de travailler mais qui ont toujours été là : Brice, Frédéric, Pierre, Kacem, Patrick, Patrice et Alain.

Les quelques années que j'ai passées au LAM m'ont permis de côtoyer beaucoup de gens qui ont rendu mon travail très agréable. Je veux en particulier remercier Christine (Oooh Chriiii-tiiiiine !!!) pour sa bonne humeur, ses allusions douteuses et ses potins ; Gaby pour sa gentillesse et son aide ; Thomas, Valérie et tous les gens du SCI pour leur expertise en informatique et plus généralement pour leur gentillesse ; Maurice *le président*, Jean-Charles, Michel, Olivier et tous les autres habitués de la cantine Longchamp pour tous ces repas partagés, ces blagues et ces discussions enflammées ; et tous ceux qui ont œuvré à l'administration ou ailleurs pour faciliter mon travail au laboratoire.

Comment remercier tous les autres ? Ils sont tellement nombreux que je ne sais pas par où commencer. Un merci à toute ma famille en général, mais plus particulièrement à mon Papy et ma Mamie pour leur présence et leur soutien, et à Michèle pour nos aventures dans le désert d'*Atacama*. Un grand merci à Lilian et (H)Anne-Lise qui ont toujours été présents pour me ramener sur Terre lors de mes passages éclairs à Lyon. Merci à Raphaël, mon double maléfique (*ZZBB-6*). Merci à mes amis de SupOptique pour les week-ends/soirées/vacances passés ensemble : Jérémy, David, Anne, Gabriel, Florence, Steve et Loïc. Merci à tous les gens rencontrés à Marseille qui sont devenus mes amis et qui ont rendu la vie ici bien agréable : Izbeth *la Granda Naca* (ma mexicaine préférée), Sylvain et Julie, Roi, Fred, Paolo, Pauline, Ben et Ahtar, Jeanne Fatale, Manal (*I hate*

*you too!*), petite Marie, Manu (encore !), Thanos, Jean, *New Marie*, *Today's François*, Cyril (pour la galère de la rédaction), Sam, le *World Wide Famous* Docteur N'Diaye, Benji *alias* Germain (ou inversement), Rubens, Alexandre, Claire, Steph (j'ai failli l'oublier !). Et bien évidemment tous les autres dont le nom m'échappe et avec qui j'ai partagé plein de bon moments au labo, sur la plage, dans les bars ou ailleurs.

Un merci tout particulier à Émeline qui m'a accompagné durant cette dernière année de thèse. Merci pour tous ces moments passés ensemble et pour tous les moments à venir.

Mes derniers mots vont à mes parents, Odile et Claude, qui m'ont toujours soutenu et sans qui je n'aurais pas pu en arriver là aujourd'hui. Merci infiniment.

*A mes parents  
et à mon grand-père, Jean*





# Table des matières

<b>Page de garde</b>	<b>i</b>
<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Table des matières</b>	<b>xii</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xix</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xxii</b>
<b>Liste des acronymes</b>	<b>xxiii</b>
<b>Liste des unités</b>	<b>xxv</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 La recherche des exoplanètes</b>	<b>3</b>
1.1 Il était une fois...	3
1.1.1 De l'antiquité grecque à nos jours	3
1.1.2 La découverte des premières exoplanètes	5
1.2 Éventail des méthodes de détection	5
1.2.1 Chronométrage des pulsars milliseconde	6
1.2.2 Mesure des vitesses radiales	6
1.2.3 Astrométrie	8
1.2.4 Microlentilles gravitationnelles	8
1.2.5 Transits planétaires	9
1.2.6 Détections directes	11
1.2.7 Conclusion sur les méthodes de détection	13
1.3 Diversité des systèmes planétaires	13
1.3.1 Définition d'une planète	13
1.3.2 Statistiques sur les planètes connues	14
1.3.3 Propriétés des étoiles à planètes	17

1.3.4	Conclusion sur les systèmes connus	19
1.4	Les atmosphères planétaires	19
1.4.1	Des étoiles aux planètes	19
1.4.2	Les modèles d'atmosphères	22
1.4.3	Irradiation et lumière réfléchie	24
1.4.4	Conclusion sur les modèles d'atmosphère	25
<b>2</b>	<b>Développement de l'imagerie directe</b>	<b>27</b>
2.1	L'imagerie directe en pratique	27
2.1.1	Apports de l'imagerie directe	27
2.1.2	Besoins scientifiques de l'imagerie directe	28
2.1.3	Haut contraste et haute résolution angulaire	29
2.1.4	Limitations en imagerie à haut contraste	32
2.2	Résultats en imagerie directe	34
2.2.1	Systèmes connus	34
2.2.2	Apports des instruments à venir	36
2.3	Le projet SPHERE	37
2.3.1	Historique	37
2.3.2	Cas scientifique	37
2.3.3	Concept instrumental	38
2.3.4	Sources d'aberrations optiques	43
<b>3</b>	<b>Détection et caractérisation des exoplanètes par imagerie</b>	<b>47</b>
3.1	Simulation globale du mode <i>Dual-Band Imaging</i> de IRDIS	47
3.1.1	Présentation de CAOS et du package SPHERE	47
3.1.2	Présentation du cas de test d'analyse des données	49
3.1.3	Normalisation photométrique des simulations	52
3.1.4	Conclusion sur la simulation du cas de test	55
3.2	Méthodes d'analyse des données	56
3.2.1	Méthode de différence spectrale (SDI)	56
3.2.2	Méthode de différence angulaire (ADI)	59
3.2.3	Méthode couplée spectrale et angulaire (SDI+ADI)	61
3.3	Performances en détection	61
3.3.1	Implémentation des méthodes d'analyse des données	61
3.3.2	Limites de détections	63
3.3.3	Détection des planètes du cas de test	66
3.3.4	Influence du temps d'intégration	67
3.3.5	Optimisation de la paire de filtres Y2Y3	71

3.3.6	Paires de filtres significatives . . . . .	73
3.4	Performances en photométrie . . . . .	75
3.4.1	Estimation du flux de la planète . . . . .	75
3.4.2	Performances photométriques en ADI . . . . .	77
3.4.3	Performances photométriques en SDI+ADI . . . . .	79
3.4.4	Performances photométriques empiriques . . . . .	81
3.4.5	Conclusion sur les performances en photométrie . . . . .	82
3.5	Caractérisation en imagerie . . . . .	83
3.5.1	Simulation de caractérisation en imagerie avec IRDIS . . . . .	83
3.5.2	Analyse des séquences de paires de filtres . . . . .	84
3.5.3	$T_{eff}$ estimables . . . . .	86
3.5.4	Étude des caractérisations non-univoques . . . . .	88
3.5.5	Discrimination des étoiles de fond . . . . .	91
3.5.6	Conclusion sur les caractérisations photométriques . . . . .	92
3.6	Calibrations pour l'imagerie . . . . .	93
3.6.1	Détermination du centre de l'étoile . . . . .	93
3.6.2	Détermination et correction de la distorsion . . . . .	97
3.6.3	Influence des grandes structures du <i>flat field</i> et du fond thermique . . . . .	104
3.6.4	Conclusion sur les calibrations . . . . .	110
3.7	Conclusion sur la détection et la caractérisation d'exoplanètes par imagerie . . . . .	110
<b>4</b>	<b>Caractérisation des exoplanètes par spectroscopie</b>	<b>113</b>
4.1	Simulation des données en LSS . . . . .	113
4.1.1	Présentation des simulations . . . . .	113
4.1.2	Présentation des cas de test . . . . .	116
4.2	Analyse des données en LSS . . . . .	117
4.2.1	Présentation de la méthode d'analyse des données . . . . .	117
4.2.2	Détails de l'implémentation . . . . .	121
4.3	Atténuation du bruit de speckles . . . . .	122
4.3.1	Niveau du bruit . . . . .	122
4.3.2	Comparaison aux autres bruits . . . . .	125
4.3.3	Influence du temps d'intégration . . . . .	127
4.4	Performances en caractérisation . . . . .	129
4.4.1	Détectabilité des planètes simulées . . . . .	130
4.4.2	Qualité du spectre extrait . . . . .	132
4.4.3	Détermination de $T_{eff}$ et $\log g$ . . . . .	136
4.4.4	Influence de la taille du masque planète dans l'analyse des données . . . . .	141

4.4.5	Influence de la distribution d'énergie spectrale de l'étoile . . . . .	142
4.4.6	Erreurs sur la calibration en longueur d'onde . . . . .	144
4.4.7	Influence d'un décentrement de la PSF planétaire dans la fente . . . . .	146
4.5	Conclusion sur la caractérisation des planètes par spectroscopie . . . . .	147
<b>5</b>	<b>Stratégie pour la caractérisation des exoplanètes avec IRDIS</b>	<b>151</b>
5.1	Présentation des tests en aveugle . . . . .	151
5.2	Détection des tests en aveugle . . . . .	153
5.2.1	Procédure de détection . . . . .	153
5.2.2	Limites de détection . . . . .	153
5.2.3	Détermination de la position . . . . .	156
5.3	Caractérisation en DBI . . . . .	156
5.3.1	Procédure de caractérisation . . . . .	156
5.3.2	Estimation de l'erreur sur le flux . . . . .	158
5.3.3	Résultats de la caractérisation . . . . .	159
5.3.4	Identification des contaminants . . . . .	162
5.4	Caractérisation en LRS . . . . .	165
5.4.1	Procédure de caractérisation . . . . .	165
5.4.2	Résultats de la caractérisation . . . . .	165
5.5	Stratégie pour la caractérisation . . . . .	167
5.6	Conclusion sur la stratégie pour la caractérisation . . . . .	169
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>171</b>
<b>A</b>	<b>Liste des publications</b>	<b>175</b>
<b>B</b>	<b>Exoplanet Characterization with LSS</b>	<b>177</b>
<b>C</b>	<b>Développement et test de calibrations pour la LSS</b>	<b>189</b>
C.1	Centrage de la fente . . . . .	189
C.2	Centrage de l'étoile sur le coronographe durant les observations . . . . .	193
C.3	Calibration en longueur d'onde . . . . .	194
C.4	Conclusion sur les calibrations en LSS . . . . .	197
<b>D</b>	<b>Adaptation de la méthode d'analyse des données LSS pour NACO</b>	<b>199</b>
D.1	Présentation de NACO . . . . .	199
D.2	Adaptation de la méthode . . . . .	200
D.3	Simulations et résultats . . . . .	201
D.4	Conclusion sur l'adaptation de la méthode pour NACO . . . . .	206
	<b>Bibliographie</b>	<b>218</b>

# Table des figures

1.1	Illustration de l'effet Doppler-Fizeau . . . . .	7
1.2	Illustration de la détection d'une exoplanète de masse $5.5+5.5-2.7 M_{\oplus}$ autour de l'étoile OGLE-05-390L . . . . .	9
1.3	<i>Gauche</i> : Photographie du dernier transit de Vénus prise le 8 juin 2004 à Orsay (France). <i>Droite</i> : Schéma présentant les points principaux d'un transit. . . . .	10
1.4	Masse de toutes les exoplanètes détectées au 01/08/2009 en fonction du demi grand axe de leur orbite avec leur méthode de détection . . . . .	12
1.5	Distribution des exoplanètes extrasolaires connues au 01/08/2009 en fonction de leur masse . . . . .	15
1.6	Distribution des exoplanètes extrasolaires connues au 01/08/2009 en fonction de leur période orbitale . . . . .	15
1.7	Diagramme masse-période des exoplanètes connues au 01/08/2009 . . . . .	16
1.8	Diagramme excentricité-période des exoplanètes connues au 01/08/2009 . . . . .	17
1.9	Masse des étoiles abritant des systèmes planétaires et corrélation avec la masse des planètes . . . . .	18
1.10	Métallicité des étoiles abritant des systèmes planétaires . . . . .	18
1.11	Température du cœur en fonction de l'âge pour des objets de différentes masses . . . . .	20
1.12	Évolution de la luminosité (en $L_{\odot}$ ) d'étoiles de type M et d'objets sub-stellaires de différentes masses en fonction du temps après leur formation . . . . .	20
1.13	Rayon en fonction de la température effective ( $T_{eff}$ , en K) pour des objets de différentes masses (en $M_{\odot}$ ) . . . . .	21
1.14	Modèles de spectres pour une étoile de très faible masse, une jeune naine brune et d'une vieille naine brune . . . . .	23
1.15	Modèles de spectres DUSTY et COND ( $T_{eff} = 500$ K, $\log g = 3.5$ ) irradiés pour une planète située à 0.3 UA, 0.5 UA, 1.0 UA d'une étoile de type G2V ou bien isolée . . . . .	24
1.16	Différence de flux en bande H entre les niveaux de lumière intrinsèque et de lumière réfléchiée en bande H pour des planètes de $5 M_{Jup}$ et $1 M_{Jup}$ pour un rayon de $1 R_{Jup}$ par rapport à des étoiles de différentes magnitudes à une distance de 10 pc . . . . .	25
2.1	Comparaison des niveaux de détection $5-\sigma$ de NACO et de SPHERE en bande Ks en fonction de la séparation angulaire . . . . .	36
2.2	Vue de conception globale du banc SPHERE sur la plate-forme Nasmyth du VLT (droite) et vue plus détaillée du banc . . . . .	38

2.3	Concept général de l'instrument SPHERE . . . . .	39
2.4	Vue de conception globale de IRDIS dans son cryostat sur son support de fixation et vue détaillée des différents éléments opto-mécaniques . . . . .	41
2.5	Résolution optique des modes LRS et MRS de IRDIS en fonction de la longueur d'onde . . . . .	43
2.6	PSD théorique de SPHERE en amont du coronographe . . . . .	44
3.1	Variation de l'angle zénithal et de l'angle parallactique, et de leur vitesse de rotation	51
3.2	Variation du <i>seeing</i> et de la vitesse du temps en fonction du temps pour le cas de test	51
3.3	Évolution des erreurs achromatiques du front d'onde en amont du coronographe .	52
3.4	Spectres des étoiles incluses dans notre bibliothèque de spectres . . . . .	53
3.5	Spectre des modèles d'atmosphère planétaire simulés à $R = 400$ utilisés dans le cas de test . . . . .	57
3.6	Exemple d'utilisation de la méthode SDI . . . . .	58
3.7	Limites de détection à $1-\sigma$ dans le couple de filtre H2H3 . . . . .	64
3.8	Limites de détection à $1-\sigma$ dans les autres couples de filtre . . . . .	65
3.9	Comparaison des limites de détection à $1-\sigma$ pour les méthodes ADI, ADI+SDI et SDI+ADI . . . . .	66
3.10	Carte de détection pour une étoile de type M0 à 10 pc avec des planètes à $T_{eff} = 500$ K en H2H3 . . . . .	67
3.11	Limites de détection dans les différentes paires de filtres dans un cas de fort flux, avec les points correspondant à la limite à laquelle sont détectées les planètes simulées du cas de test . . . . .	68
3.12	Influence du temps d'intégration sur la limite de détection à $1-\sigma$ avec la méthodes SDI+ADI en fort flux en bande H et en faible flux en bande K . . . . .	69
3.13	Gain en contraste en fonction du temps d'intégration pour différents types d'étoiles et à des séparations de $0.2''$ , $1.0''$ et $2.0''$ . . . . .	70
3.14	Perte de flux induite par le recouvrement du filtre Y3 avec la transmission de l'atmosphère en fonction du décalage de la longueur d'onde centrale du filtre vers le rouge . . . . .	72
3.15	Position des filtres Y2 et Y3 superposée à la transmission atmosphérique avec l'ancienne et la nouvelle spécification du filtre Y3 . . . . .	72
3.16	Illustration graphique de la capacité potentielle des différentes paires de filtres à caractériser les planètes de la bibliothèque de modèles d'atmosphères planétaires à différentes $T_{eff}$ . . . . .	74
3.17	Différence entre un masque calculé en tenant compte du recouvrement d'une ouverture circulaire avec des pixels carrés et un masque binaire classique . . . . .	75
3.18	Mesure de la fraction d'énergie encerclée sur des PSF théoriques avec obstruction centrale et rotation de champ dans l'ouverture de taille $2.44\lambda/D$ . . . . .	76
3.19	Estimation de la valeur absolue de l'erreur faite sur la mesure du flux par photométrie d'ouverture en fonction du contraste sur les données traitées par la méthode ADI dans le filtre H2 . . . . .	78

3.20	Différence de magnitude entre l'étoile et la planète à laquelle une erreur relative de 0.2 mag est atteinte en fonction de la longueur d'onde et de la séparation angulaire pour les données traitées par la méthode ADI . . . . .	78
3.21	Estimation de la valeur absolue de l'erreur faite sur la mesure du flux différentiel par photométrie d'ouverture en fonction du contraste sur les données traitées par la méthode SDI+ADI dans la paire de filtres H2H3, pour des modèles d'atmosphère planétaire ayant des $T_{eff}$ de 500 K, 700 K et 1000 K . . . . .	80
3.22	Différence de magnitude entre l'étoile et la planète à laquelle une erreur relative de 0.2 mag est atteinte en fonction de la longueur d'onde (axe des abscisses) et de la séparation angulaire (axe des ordonnées) pour les données traitées par la méthode SDI+ADI . . . . .	80
3.23	Courbes d'erreur empirique en fonction du contraste aux différentes séparations angulaires simulées dans les 4 couples de filtre Y2Y3, J2J3, H2H3 et K1K2 . . . . .	82
3.24	Organigramme décrivant le fonctionnement de la simulation de la caractérisation des exoplanètes en imagerie avec IRDIS pour une étoile, une séparation angulaire et une séquence de filtres données . . . . .	83
3.25	Température effective la plus faible estimable par imagerie en fonction de la séparation angulaire et de la magnitude de l'étoile en utilisant 1, 2 et 3 paires de filtres de la séquence optimale . . . . .	87
3.26	Pourcentage des modèles de notre bibliothèque caractérisés (CT+CC) en fonction de la séparation angulaire et de la magnitude de l'étoile en utilisant 1, 2 et 3 paires de filtres de la séquence optimale . . . . .	87
3.27	Illustration des non-caractérisations de $T_{eff}$ et $\log g$ pour un cas en fort flux (F0 à 10 pc) à une séparation angulaire de 0.2'' en utilisant jusqu'à 3 paires de filtres de la séquence optimale . . . . .	90
3.28	Contraste des contaminants par rapport à une étoile F0 à 10 pc en fonction de leur distance en kpc . . . . .	92
3.29	Mode gaufre à une fréquence spatiale 2 fois moindre que le mode fondamental . . . . .	95
3.30	Résultat de l'application du mode gaufre $f/2$ sur l'image coronographiée d'une étoile M0 à 10 pc . . . . .	96
3.31	Les deux champs de vue de IRDIS simulé dans ZEMAX avec la grille de calibration de la distorsion . . . . .	99
3.32	Détail de l'image de la grille de calibration de la distorsion dans le plan focal de IRDIS à une longueur d'onde $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$ avant et après convolution par une PSF ayant un rapport de Strehl de $\sim 90\%$ . . . . .	100
3.33	Illustration de l'effet d'un tilt local d'une surface de diamètre équivalent à un écart $\delta$ sur une surface de diamètre $\Phi$ . Ce tilt va se traduire par une distorsion locale égale à $\Delta = 2d\delta/\Phi$ dans un plan focale à une distance $d$ . . . . .	100
3.34	Illustration de la distorsion dans les champs de IRDIS mesurée à partir de la grille de calibration simulée à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ . . . . .	102
3.35	Décomposition de la distorsion mesurée sur les deux champ de IRDIS en une composante radiale $\rho$ et une composante angulaire $\theta$ . . . . .	103
3.36	Coin supérieur droit de l'un des champ de IRDIS avant et après correction de la distorsion . . . . .	103



3.37	Comparaison de la distorsion moyenne des champs de IRDIS en fonction de la séparation à l'axe optique avant et après correction de la distorsion . . . . .	104
3.38	Exemple de large structure introduite comme erreur dans le <i>flat field</i> et le fond thermique "mesurés" . . . . .	106
3.39	Influence d'erreurs sur la calibration des grandes structures du <i>flat field</i> pour différentes tailles caractéristiques de structures, à différentes séparations angulaires, avec la paire de filtres H2H3 et utilisation de la méthode ADI . . . . .	107
3.40	Influence d'erreurs sur la calibration des grandes structures du <i>flat field</i> pour différentes tailles caractéristiques de structures, à différentes séparations angulaires, avec la paire de filtres H2H3 et utilisation de la méthode SDI+ADI . . . . .	108
3.41	Influence d'erreurs sur la calibration d'un gradient sur le fond thermique à différentes séparations angulaires, avec la paire de filtres K1K2 et utilisation des méthodes ADI et SDI+ADI . . . . .	109
4.1	Exemple de spectres simulés en LRS (gauche) et MRS (droite) correspondant à une étoile M0 à 10 pc et une planète avec $T_{eff} = 1000$ K à une séparation angulaire de $1.0''$ . . . . .	115
4.2	Spectre de brillance du ciel à Paranal . . . . .	116
4.3	Exemple de spectre extrait illustrant la nécessité d'utiliser des méthodes spécifiques d'analyse des données pour la LSS en imagerie à haut contraste . . . . .	117
4.4	Illustration d'une partie du spectre simulé après remise à l'échelle spatiale des colonnes sans rééchantillonnage et avec rééchantillonnage . . . . .	119
4.5	Étapes successives de l'analyse des données en LRS (gauche) et en MRS (droite) pour une étoile de type M0 à 10 pc et une planète avec $T_{eff} = 1000$ K à une séparation angulaire de $1.0''$ . . . . .	120
4.6	Atténuation du bruit de speckles en mode LRS après application de la méthode d'analyse des données sur des spectres simulés correspondant à des étoiles de type M0 et G0 à 10 pc en bandes J, H et K pour 1 h d'intégration . . . . .	123
4.7	Atténuation du bruit de speckles en mode MRS après application de la méthode d'analyse des données sur des spectres simulés correspondant à des étoiles de type M0 et G0 à 10 pc en bandes J et H pour 1 h d'intégration . . . . .	124
4.8	Comparaison en mode LRS du niveau des différents bruits introduits dans la simulation et du profil de contraste après atténuation du bruit de speckles avec la méthode d'analyse des données LRS pour 1 h d'intégration . . . . .	126
4.9	Comparaison en mode MRS du niveau des différents bruits introduits dans la simulation et du profil de contraste après atténuation du bruit de speckles avec la méthode d'analyse des données LSS pour 1 h d'intégration . . . . .	127
4.10	Comparaison de l'atténuation du bruit de speckles pour 1 h et 4 h de temps d'intégration en mode LRS après application de la méthode d'analyse des données sur des spectres simulés correspondant à des étoiles de type M0 et G0 à 10 pc en bandes J et K . . . . .	128
4.11	Comparaison de l'atténuation du bruit de speckles pour 1 h et 4 h de temps d'intégration en mode MRS après application de la méthode d'analyse des données sur des spectres simulés correspondant à des étoiles de type M0 et G0 à 10 pc en bandes J et H . . . . .	129

4.12	Limites de détection à $5\text{-}\sigma$ en mode LRS pour notre méthode d'analyse des données en fonction de la longueur d'onde . . . . .	131
4.13	Limites de détection à $5\text{-}\sigma$ en mode MRS pour notre méthode d'analyse des données en fonction de la longueur d'onde . . . . .	132
4.14	Exemples d'extraction de spectres en mode LRS autour d'une étoile de type M0 à 10 pc pour des modèles d'atmosphères planétaires COND 500 K à $1.0''$ , COND 700 K à $0.5''$ et COND 1000 K à $0.5''$ . . . . .	134
4.15	Exemples d'extraction de spectres en mode MRS autour d'une étoile de type M0 à 10 pc pour des modèles d'atmosphères planétaires COND 500 K à $1.0''$ , COND 700 K à $0.5''$ et COND 1000 K à $0.5''$ . . . . .	135
4.16	Erreur relative en mode LRS sur la détermination des paramètres physiques $T_{eff}$ et $\log g$ des planètes en fonction de $T_{eff}$ à faible flux et fort flux et à des séparations angulaires de $0.5''$ , $1.0''$ et $1.5''$ . . . . .	137
4.17	Erreur relative en mode MRS sur la détermination des paramètres physiques $T_{eff}$ et $\log g$ des planètes en fonction de $T_{eff}$ en faible flux et fort flux et à des séparations angulaires de $0.5''$ , $1.0''$ et $1.5''$ . . . . .	138
4.18	Erreur relative en mode LRS et MRS sur la détermination de $T_{eff}$ en fonction du facteur de qualité défini dans la Section 4.4.2 à faible flux et fort flux à une séparation angulaire de $1.5''$ . . . . .	140
4.19	Étude de l'influence de la taille du masque planète sur le facteur de qualité pour les modèles d'atmosphères COND 600 K, COND 700 K, SETTL 900 K, SETTL 1200 K et SETTL 1700 K à $1.0''$ autour d'une étoile de type M0 à 10 pc . . . . .	142
4.20	Spectres des étoiles M0 et G0 à 10 pc utilisés pour l'étude de la SED stellaire sur l'analyse des données . . . . .	143
4.21	Valeur du facteur de qualité en fonction de $T_{eff}$ pour un spectre stellaire standard et un spectre stellaire comportant une pente globale . . . . .	144
4.22	Étude de l'influence sur le facteur de qualité d'un décalage systématique de la calibration en longueur d'onde pour les modèles d'atmosphères COND 600 K, COND 700 K, SETTL 900 K, SETTL 1200 K et SETTL 1700 K à $1.0''$ autour d'une étoile de type M0 à 10 pc . . . . .	145
4.23	Étude de l'influence sur le facteur de qualité d'une erreur sur la pente de la calibration en longueur d'onde pour les modèles d'atmosphères COND 600 K, COND 700 K, SETTL 900 K, SETTL 1200 K et SETTL 1700 K à $1.0''$ autour d'une étoile de type M0 à 10 pc . . . . .	145
4.24	Énergie contenue dans la fente en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de décentrement de la PSF planétaire dans la fente en mode LRS et MRS . . . . .	147
5.1	Détection des tests en aveugles à $5\text{-}\sigma$ en ADI et SDI+ADI . . . . .	155
5.2	Erreur sur la séparation et l'angle des objets détectés dans les tests en aveugle . . . . .	157
5.3	Erreur résiduelle sur la position des objets détectés en bande H dans les tests en aveugle en bande H . . . . .	158
5.4	Comparaison de la mesure de l'erreur à partir des données et de l'erreur vraie en ADI et SDI+ADI dans les différentes paires de filtres . . . . .	159

5.5	Erreur sur la détermination des paramètres $T_{eff}$ et $\log g$ des planètes détectées dans les tests en aveugle en fonction du contraste en bande H pour l'utilisation de 1 à 4 paires de filtres . . . . .	160
5.6	Représentation de la $T_{eff}$ des objets détectés et caractérisés en mode DBI en fonction de la séparation angulaire . . . . .	161
5.7	Diagramme magnitude/couleur des objets des tests en aveugle détectés en ADI dans les deux filtres H2 et H3 . . . . .	162
5.8	Diagrammes couleur/magnitude et couleur/couleur entre la bande H et les autres bandes pour les objets des tests en aveugle détectés en ADI dans les différents filtres	163
5.9	$T_{eff}$ erronée déterminée pour les contaminants si on suppose qu'il s'agit de planètes en fonction du contraste en bande H en utilisant 1 à 4 paires de filtres . . . . .	164
5.10	Erreur sur la détermination des paramètres $T_{eff}$ et $\log g$ des planètes détectés en mode LRS dans les tests en aveugle en fonction du contraste en bande H. . . . .	166
5.11	Représentation de la $T_{eff}$ des objets détectés et caractérisés en mode LRS en fonction de la séparation angulaire . . . . .	166
5.12	Comparaison entre les modes DBI et LRS des objets détectés et caractérisés en fonction de la séparation angulaire . . . . .	167
5.13	Comparaison entre les modes DBI et LRS de l'erreur sur la détermination des paramètres $T_{eff}$ et $\log g$ en fonction du contraste en bande H. . . . .	168
C.1	Profil de la fente obtenu en moyennant 10 lignes de pixels le long de l'axe Y, et fonction gaussienne ajustée sur ce profil . . . . .	190
C.2	Image de la fente tournée de $4^\circ$ sur laquelle a été superposée les positions des centres de la fente et droite approchant au mieux ces points . . . . .	191
C.3	Profil coronographique de l'étoile (haut) obtenu en moyennant l'image le long de l'axe X, et dérivée de ce profil (bas) obtenu en utilisant un gradient . . . . .	191
C.4	Précision obtenue sur la détermination du centre $(x, y)$ du coronographe et la rotation de la fente en mode LRS et en mode MRS pour différentes valeurs de SNR . . . . .	192
C.5	Transmission de l'étalon de Fabry-Perot en fonction de la longueur d'onde initialement envisagé pour la calibration en longueur d'onde des modes LRS, MRS et de l'IFS de SPHERE . . . . .	195
C.6	Détection des maxima dans les spectres de calibration en mode LRS et MRS, et ajustement d'une fonction gaussienne sur chacun des pics de transmission de l'étalon de Fabry-Perot . . . . .	195
D.1	Comparaison entre le mode MRS de IRDIS (gauche) et l'utilisation proposée sur NACO . . . . .	200
D.2	Étapes successives de l'analyse des données utilisée sur les spectres simulés pour NACO avec l'étoile hors de la fente . . . . .	202
D.3	Atténuation du bruit de speckles après application de la méthode d'analyse des données sur des spectres simulés pour NACO avec l'étoile en-dehors de la fente correspondant à des étoiles de type M0 et G0 à 10 pc en bandes J pour 1 h d'intégration . . . . .	203

D.4	Limites de détection à $5\text{-}\sigma$ sur des spectres simulés pour NACO avec l'étoile en-dehors de la fente après utilisation de notre méthode d'analyse des données en fonction de la longueur d'onde . . . . .	204
D.5	Exemples d'extraction de spectres avec NACO autour d'une étoile de type M0 à 10 pc placée en-dehors de la fente pour un modèle d'atmosphère planétaire SETTL 1200 K à 0.5'', 1.0'' et 1.5'' . . . . .	205



# Liste des tableaux

1.1	Résumé des méthodes de détection . . . . .	12
2.1	Systèmes planétaires connus par imagerie directe . . . . .	35
2.2	Caractéristiques des filtres DBI . . . . .	42
2.3	Paires de filtres DBI . . . . .	42
2.4	Description des fentes coronagraphiques . . . . .	42
2.5	Budget d'erreur du front d'onde en amont du coronographe . . . . .	45
2.6	Total des erreurs du front d'onde en aval du coronographe . . . . .	46
3.1	Modèles d'atmosphères planétaires inclus dans la bibliothèque de spectres . . . . .	54
3.2	Rayonnement du ciel et de l'instrument dans les filtres IRDIS-DBI . . . . .	55
3.3	Temps nécessaire au champ pour tourner de 1.5 fois la FWHM dans le cas de test . . . . .	62
3.4	Spécification initiale des filtres Y2 et Y3 . . . . .	72
3.5	Valeurs limites de contraste entre ADI et SDI+ADI . . . . .	81
3.6	Analyse des séquences de paires de filtres pour les courbes d'erreur empiriques moyennes . . . . .	85
3.7	Proportion de modèle de la bibliothèque au-dessus d'une valeur de $T_{eff}$ . . . . .	88
3.8	Relation entre $T_{eff}$ et masse pour différents âges . . . . .	89
3.9	$T_{eff}$ équivalentes à des contaminants de différents types spectraux avec la paire de filtres H2H3 . . . . .	91
3.10	$T_{eff}$ équivalentes à des contaminants de différents types spectraux avec les paires de filtres H2H3 et Y2Y3 . . . . .	91
3.11	Mesure de l'écart moyen entre le centre vrai et le centre mesuré grâce au mode gaufre $f/2$ . . . . .	97
3.12	Spécifications sur les surfaces critiques pour la distorsion locale . . . . .	101
3.13	Déplacement de planètes à différentes séparations orbitales . . . . .	105
4.1	Modèles d'atmosphères planétaires utilisé dans la simulation du mode LSS . . . . .	116
4.2	Valeur du point de bifurcation pour le mode LSS de IRDIS en LRS et MRS. . . . .	121
5.1	Paramètres d'entrée des tests en aveugles . . . . .	152
5.2	Détection des tests en aveugles avec les différentes méthodes d'analyse des données . . . . .	154

C.1 Flux dans les partie basse et haute du détecteur, et leur rapport . . . . .	193
C.2 Détermination du centrage de l'étoile par ajustement d'un profil de Moffat . . . .	194
C.3 Résultats de la calibration en longueur d'onde pour les modes LRS et MRS . . . .	196

# Liste des acronymes

4QPM	<i>4-Quadrant Phase Mask</i>
AAT	<i>Anglo-Australian Telescope</i>
ADC	<i>Atmospheric Dispersion Corrector</i>
ADI	<i>Angular Differential Imaging</i>
ALC	<i>Apodized Lyot Coronagraph</i>
APLC	<i>Apodized Pupil Lyot Coronagraph</i>
ASO	Analyseur de Surface d'Onde
BF	Basse Fréquence
BS	<i>Beam-Splitter</i>
CAOS	<i>Code for Adaptive Optics Systems</i>
CC	Caractérisation Complète
CCD	<i>Charge-Coupled Device</i>
CFHT	<i>Canada-France-Hawaiï Telescope</i>
CI	<i>Classical Imaging</i>
CT	Caractérisation de $T_{eff}$
DIT	<i>Detector Integration Time</i>
DBI	<i>Dual-Band Imaging</i>
DPI	<i>Dual-Polarimetry Imaging</i>
DTTS-BS	<i>Differential Tip-Tilt Beam Splitter</i>
ESA	<i>European Space Agency</i>
ESO	<i>European Southern Observatory</i>
FDR	<i>Final Design Review</i>
FWHM	<i>Full Width at Half-Maximum</i>
GPI	<i>Gemini Planet Imager</i>
HF	Haute Fréquence
HST	<i>Hubble Space Telescope</i>
IDL	<i>Interactive Data Language</i>
IFS	<i>Integral Field Spectrometer</i>
IRDIS	<i>InfraRed Dual-band Imaging and Spectroscopy</i>
LAM	Laboratoire d'Astrophysique de Marseille
LAOG	Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble
LESIA	Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique
LRS	<i>Low Resolution Spectroscopy</i>
LSS	<i>Long Slit Spectroscopy</i>
MD	Miroir déformable



MF	Moyenne Fréquence
MPIA	<i>Max Planck Institut für Astronomie</i>
MRS	<i>Medium Resolution Spectroscopy</i>
NACO	NAOS-CONICA
NIR	<i>Near InfraRed</i>
OA	Optique Adaptative
OHP	Observatoire de Haute-Provence
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
PdC	Pas de Caractérisation
PdD	Pas de Détection
PDR	<i>Preliminary Design Review</i>
PSD	<i>Power Spectral Density</i>
PSF	<i>Point Spread Function</i>
RMS	<i>Root Mean Square</i>
RON	<i>Read-Out Noise</i>
SAXO	<i>SPHERE Adaptive optics for eXoplanet Observation</i>
SDI	<i>Spectral Differential Imaging</i>
SED	<i>Spectral Energy Distribution</i>
SNR	<i>Signal-to-Noise Ratio</i>
SPHERE	<i>Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch</i>
TF	Transformée de Fourier
UT	<i>Unit Telescope</i>
VLT	<i>Very Large Telescope</i>
VLTI	<i>Very Large Telescope Interferometer</i>
ZIMPOL	<i>Zürich IMaging POLarimeter</i>

# Liste des unités

as / ''	Seconde d'arc	$4.8481 \times 10^{-6}$ rad
deg / °	Degré	$1.7453 \times 10^{-2}$ rad
Gan	Milliard d'années	
K	Degré Kelvin	-273.15° Celsius
mag	Magnitude	
Man	Million d'années	
$\mu\text{m}$	Micromètre	$10^{-6}$ m
$M_{\oplus}$	Masse de la Terre	$5.9742 \times 10^{27}$ g
$M_{\text{Jup}}$	Masse de Jupiter	$1.8987 \times 10^{23}$ g
$M_{\odot}$	Masse du Soleil	$1.9889 \times 10^{33}$ g
nm	Nanomètre	$10^{-9}$ m
pc	Parsec	$3.0857 \times 10^{16}$ m
phot	Photon	
pix	Pixel	
$R_{\oplus}$	Rayon de la Terre	$6.3710 \times 10^6$ m
$R_{\text{Jup}}$	Rayon de Jupiter	$7.1492 \times 10^7$ m
$R_{\odot}$	Rayon du Soleil	$6.9550 \times 10^8$ m
UA	Unité Astronomique	$1.4960 \times 10^{11}$ m



# Introduction

Cette thèse s'inscrit dans le contexte de la détection d'exoplanètes par imagerie directe. La quête des exoplanètes a commencé en 1995 avec la découverte de la première d'entre elles autour d'une étoile de la séquence principale par des mesures de vitesses radiales. Depuis lors, la liste des planètes connues n'a cessé de s'allonger et les méthodes de détection sont venues s'étoffer de nouveaux concepts. La détection directe des exoplanètes, c'est à dire la détection de la lumière intrinsèque de ces objets n'a réellement commencé qu'au début du nouveau millénaire avec l'installation sur tous les télescopes de la classe des 8 – 10 m de diamètres de systèmes de correction par optique adaptative et de coronographes. La combinaison de ces deux techniques instrumentales a permis d'améliorer considérablement la résolution angulaire des télescopes et de sonder l'environnement circumstellaire des étoiles proches à la recherche de compagnons de masse planétaire à grande séparation orbitale. Ces améliorations ont conduit à la première image d'une potentielle exoplanète autour d'une jeune naine brune en 2004.

Cinq ans plus tard, une poignée d'autres exoplanètes ont été imagées par de grands télescopes depuis le sol ou l'espace, mais leur nombre reste très limité. Dans les années qui viennent, le nombre de détections par imagerie directe va très certainement être amené à augmenter avec l'arrivée sur le ciel d'instruments spécifiquement dédiés à cette tâche. Ces instruments de nouvelle génération vont apporter un incroyable gain de performances par rapport aux instruments existants grâce à l'utilisation de système d'optique adaptative à hauts ordres et de coronographes permettant une atténuation optimale de l'étoile. Mais ces méthodes instrumentales ne font que contribuer à l'amélioration des limites de détection en imagerie. En effet, les systèmes à venir vont atteindre de tels niveaux de correction des aberrations atmosphériques que les aberrations optiques intrinsèques à l'instrument vont devenir le facteur qui limite les performances. Ces aberrations se traduisent dans les images sous la forme de tavelures ou speckles qui modulent le halo de l'étoile et empêche la détection de sources faibles comme les planètes. Le développement de méthodes d'analyse des données spécifiques permet de s'affranchir en partie de l'influence de speckles. Celles que nous allons évoquer dans cette thèse ont déjà fait leurs preuves en permettant la détection de compagnons de faible masse, mais c'est sur des images obtenues avec des instruments de nouvelle génération qu'elles vont montrer tout leur potentiel.

En Europe, c'est le projet SPHERE pour le *Very Large Telescope* qui fédère le travail de nombreux laboratoires de recherche. Il s'agit d'un instrument de seconde génération pour le VLT qui devrait voir sa première lumière au début de l'année 2011. Il s'agit d'un instrument à la fois très spécifique, car conçu pour la haute résolution angulaire et le grand contraste, et très polyvalent, car disposant de 3 sous-systèmes scientifiques dans les domaines visible et proche infrarouge. Cette polyvalence se traduit par un grand nombre de modes d'observation qui vont permettre la détection exoplanètes par imagerie et leur caractérisation par spectroscopie. Un des sous-systèmes scientifiques de SPHERE est la caméra IRDIS qui offre plusieurs modes d'observations dont les deux principaux sont l'imagerie différentielle et la spectroscopie basse et moyenne résolution. C'est dans le cadre du développement de IRDIS que s'inscrit mon travail de thèse.

Afin de faciliter la lecture et pour présenter l'ensemble de mes résultats dans leur contexte, j'ai organisé cette thèse en 5 chapitres. Le premier rappelle brièvement l'histoire de la recherche de planètes avant de présenter les principales méthodes de détection des exoplanètes utilisées actuellement. Il présente ensuite la grande diversité des systèmes planétaires déjà connus et introduit la modélisation des atmosphères des planètes géantes gazeuses dont on cherche à détecter le signal. Le second chapitre est une introduction plus approfondie sur l'imagerie directe qui présente les besoins scientifiques qu'elle nécessite, les moyens techniques pour y répondre et les incontournables limitations. Il présente également en détail le projet SPHERE et l'instrument IRDIS. Le troisième chapitre présente les résultats que j'ai obtenus sur le mode d'imagerie différentielle de IRDIS. En particulier il détaille les simulations instrumentales globales de ce mode avant de proposer l'utilisation de méthodes d'analyse des données classiques sur les données simulées pour évaluer les limites de détection et les performances photométriques attendues avec IRDIS. Il présente également le travail que j'ai effectué sur le développement de calibrations spécifiques à l'imagerie, et l'influence des erreurs de calibration sur le *flat field* et le fond thermique. Le quatrième chapitre suit une approche similaire pour le mode de spectroscopie à longue fente de IRDIS, avec en particulier la présentation de la méthode d'analyse des données que j'ai mise au point. Le cinquième et dernier chapitre tente d'effectuer une synthèse des résultats en imagerie et en spectroscopie par l'analyse des résultats de tests en aveugle.

*Bonne lecture !*

# Chapitre 1

## La recherche des exoplanètes

### 1.1 Il était une fois...

#### 1.1.1 De l'antiquité grecque à nos jours

De nombreuses visions du Monde se sont succédées au cours des siècles, certaines très fermées excluant la possibilité de hasard, d'infinité et d'imperfection, et d'autres beaucoup plus ouvertes où la pluralité des mondes découle de manière naturelle. Les Grecs furent les premiers à développer une vision de l'Univers dans sa globalité où la position de la Terre est définie avec précision. Aristote (350 avant J.-C.), un des disciples de Platon, va être un des premiers à placer la Terre au centre de l'Univers. Pour lui, le Monde est partagé en deux : la Terre, siège de l'imperfection et du hasard, et le ciel, siège de la perfection et de l'immutabilité où se trouvent les planètes connues et les étoiles. Dans la droite lignée de la pensée platonicienne qui considère le cercle comme la forme parfaite, Aristote décrit le monde comme une série de sphères imbriquées les unes dans les autres. Ces sphères, constituées d'éther, supportent les planètes et les étoiles. Cependant un grand nombre de sphères est nécessaire pour décrire correctement des phénomènes observés comme le mouvement rétrograde de Mars. De par son opposition entre le monde de la Terre impur et le monde des astres, ce modèle est fini dans l'espace et n'offre pas de place à d'autres mondes. Mais Aristote est loin d'être le seul penseur de cette époque à élaborer une théorie du Monde. Épicure, philosophe grec vivant aux environs de 300 avant J.-C., propose un modèle très différent basé sur le courant atomiste initié par Démocrite d'Abdère, qui décrit le monde comme constitué d'une infinité de briques de matière invisibles à l'œil nu, les atomes, et de vide, le néant. Dans cette vision du monde, l'infinité des atomes implique nécessairement l'infinité de l'Univers, et par là même l'infinité des mondes. Épicure décrit l'Univers comme un assemblage hasardeux d'atomes, en complète opposition avec la vision d'Aristote.

En 100 après J.-C., l'astronome et astrologue grec Ptolémée vivant à Alexandrie (Alexandra !) développe une vision géocentrique du monde dans son œuvre *l'Almageste* qui restera ancrée dans l'esprit des penseurs occidentaux pendant plus de 14 siècles. Reprenant le modèle platonicien fondé sur la perfection des sphères et de leurs multiples imbrications, il innove en déplaçant la Terre du centre de l'Univers afin de mieux expliquer les mouvements des astres observés dans le ciel. L'Église catholique, alors en plein essor, va être séduite par l'idée d'absolue perfection des cieux dans le modèle de Ptolémée et va imposer cette vision fermée du Monde sur toute l'Europe jusqu'à la fin du Moyen-Âge. Au contraire, les penseurs arabes vont étudier l'ensemble des théories grecques, contribuant ainsi à la richesse de la science arabe, et en particulier à l'astronomie. Mais même au sein de l'Église catholique des voix comme celle de Nicolas de Cues se font entendre pour remettre en cause la vision finie et parfaite des cieux.

La Renaissance marque le début d'une révolution culturelle et scientifique dans tout l'Occident. En astronomie, Nicolas Copernic porte le premier coup au modèle géocentrique à la fin du 15<sup>ème</sup> siècle en plaçant le Soleil au centre de l'Univers, tout en conservant les mouvements circulaires des astres pour ne pas rompre totalement avec la vision du Monde alors admise. Mais ce premier pas ouvre la voie aux théories géocentriques modernes qui vont progressivement s'imposer, en particulier au 16<sup>ème</sup> siècle grâce à des savants et philosophes comme Giordano Bruno, qui mourût sur le bûcher de l'Inquisition entre autre pour avoir défendu sa vision épicurienne de l'Univers basée sur les idées de Nicolas de Cues. A la même époque, Tycho Brahé rejette la perfection des sphères célestes grâce à l'observation des comètes qui pour lui décrivent des orbites qui ne peuvent pas reposer sur ces sphères transparentes. Malgré tout, par conservatisme et par crainte de l'Église catholique il maintient la Terre au centre de l'Univers. Pratiquant les observations du ciel quotidiennement à l'œil nu ou avec des instruments de mesure comme l'arbalétrille, il forme un grand nombre d'élèves à la pratique de l'astronomie et à la prédiction du mouvement des astres. Un de ses élèves, Johannes Kepler, va formuler grâce à l'étude des mouvements de Mars les 3 lois qui portent désormais son nom et qui décrivent le mouvement elliptique des planètes autour du Soleil. Sa vision restera cependant limitée à un Univers fini dans l'espace.

La véritable révolution intervient au cours du 17<sup>ème</sup> siècle avec l'utilisation de la lunette astronomique par Galilée qui est le premier à user de cet instrument d'optique en astronomie. C'est un monde nouveau qui s'ouvre devant ses yeux avec les 4 principaux satellites de Jupiter ou les reliefs de la surface lunaire. Mais c'est la découverte des phases de Vénus qui vient définitivement conforter le modèle héliocentrique, puisqu'un monde avec la Terre en son centre ne peut pas expliquer un tel phénomène. C'est sur ces nouvelles bases qu'Isaac Newton établit l'existence de la gravitation universelle qui affecte tout corps doté d'une masse. A mesure que le modèle héliocentrique s'impose, l'infinité de l'Univers et la pluralité des mondes refont peu à peu surface avec l'appui d'astronome de renom comme Christiaan Huygens, découvreur des anneaux de Saturne, qui soutient l'existence d'autres mondes. Cette époque marque le début des observations au moyen d'instruments d'optique comme la lunette, puis le télescope à miroir. En 1781, William Herschel découvre un objet faible se déplaçant dans les constellations du zodiaque grâce au télescope de 1.2 m de diamètre qu'il a construit. Il s'agit de la planète Uranus. Cette découverte d'une nouvelle planète du Système Solaire jusqu'alors complètement inconnue pose la question du nombre de planètes orbitant autour du Soleil. C'est ce questionnement qui pousse les astronomes à rechercher activement des objets faibles en déplacement sur la sphère céleste. Mais la réponse viendra des mathématiques, par la prédiction de l'existence de la planète Neptune pour expliquer les oscillations d'Uranus sur son orbite. Neptune fut découverte en 1846 par l'astronome allemand Johann Gottfried Galle en suivant les indications précises de l'astronome français Urbain Le Verrier. En Angleterre, l'astronome John Adams arriva aux mêmes conclusions sur l'existence d'une huitième planète sans pouvoir concrétiser sa prédiction par des observations. Les calculs basés sur la théorie de la gravitation universelle de Newton prédisent également l'existence d'une planète entre les orbites de Mars et de Jupiter, qui se révélera être la ceinture d'astéroïdes. La découverte de Pluton en 1930 par Clyde Tombaugh va marquer le début de la découverte des objets transneptuniens. En effet, à la suite de cette découverte les recherches de planètes dans le Système Solaire ont continué et ont finalement conduit à l'observation de nombreux objets de taille similaire à celle de Pluton à la fin du 20<sup>ème</sup> siècle. Ces découvertes ont conduit l'Union Astronomique Internationale à définir le statut de "planète naine" en 2006 pour Pluton et les objets lui ressemblant. Malgré les débats sur la définition des planètes du Système Solaire, l'essentiel a été fait : la Terre n'est pas le centre de l'Univers, les planètes autour du Soleil sont nombreuses et variées, alors pourquoi n'existerait-il pas des planètes en orbite autour des autres étoiles ?

### 1.1.2 La découverte des premières exoplanètes

Dès les années 1940, des astronomes se lancent dans la recherche de planètes en-dehors du Système Solaire par des techniques d'astrométrie qui consistent à mesurer le déplacement de l'étoile sur la voûte céleste. Mais ces recherches restent infructueuses malgré 10 ans d'observation sur les étoiles 61 Cygni et 70 Ophiuci par des équipes américaines. On peut citer également le cas de l'étoile de Barnard qui fut étudiée en détail par l'astronome Peter Van de Kamp pendant plus de 40 ans. Celui-ci était convaincu de l'existence d'une planète autour de cette étoile, mais il s'avéra que les oscillations observées par ce chercheur étaient dues à un problème instrumental. Le premier rayon de lumière va venir en 1992 des pulsars, ces cœurs d'étoiles extrêmement denses en rotation rapide sur eux-mêmes, dont les premiers spécimens ont été détectés dans les années 1960. La régularité de la période de rotation des pulsars en fait de véritables horloges cosmique, que la moindre perturbation gravitationnelle va légèrement dérégler. C'est en mesurant les variations de période de rotation du pulsar PSR 1257+12 que l'astronome polonais Aleksander Wolszczan va annoncer les premières exoplanètes jamais détectées, deux planètes de 3.4 et 2.8 masses terrestres avec des périodes de 67 et 98 jours. Un troisième compagnon sera ajouté quelques années plus tard à ce premier binôme. Cependant, malgré leur masse relativement faible, ces planètes sont tout sauf semblables à la Terre. En effet, les pulsars sont des cœurs d'étoiles mortes qui ne rayonnent plus que des rayons X et baignent leur entourage dans un champ magnétique intense. Mais cette découverte fait renaître l'espoir de découvrir ailleurs des planètes plus semblables à ce qu'on connaît dans notre Système Solaire.

La consécration va venir de l'avènement de nouvelles techniques instrumentales. En particulier la méthode de mesure des vitesses radiales va progressivement augmenter en précision après sont apparition dans les années 1970. Après quelques fausses détections à la fin des années 1980, l'équipe américaine de Geoffrey Marcy et Paul Butler annoncent n'avoir détecté aucun objet de faible masse orbitant les 25 étoiles de leur échantillon malgré l'utilisation d'un spectrographe offrant une bonne précision. A la même période, de nombreuses équipes s'intéressent aux étoiles binaires et à leur recherche. En particulier l'équipe de Michel Mayor à l'Observatoire de Genève se spécialise dans la recherche de compagnons stellaires de faible masse grâce au tout nouveau spectrographe ELODIE installé à l'Observatoire de Haute-Provence. Contrairement aux autres équipes dans le monde qui recherche des planètes à très longue période comme dans notre Système Solaire, celle de Michel Mayor focalise une partie de ses observations sur la recherche de compagnons à courte période. Et c'est en 1995 que cette recherche porte ses fruits avec l'annonce de la première exoplanète autour d'une étoile de type solaire, 51 Peg, avec une période orbitale de seulement 4.2 jours. C'était là le commencement d'une longue liste qui continue à s'étoffer depuis.

## 1.2 Éventail des méthodes de détection

La détection des exoplanètes est une discipline qui s'appuie sur un petit nombre de méthodes ayant chacune leurs avantages et leurs inconvénients, et permettant la détermination de quelques-uns des paramètres physiques du système étoile+planète ou de la planète elle-même. Les paramètres physiques principaux qui caractérisent une orbite sont :

- le demi grand axe de l'orbite  $a$
- l'excentricité de l'orbite  $e$
- l'inclinaison  $i$
- la longitude du nœud ascendant  $\Omega$
- l'argument du périastre  $\omega$



- le temps de passage au périastre  $\tau$

Associés aux masses de l'étoile et de la planète, ces paramètres vont fixer la période orbitale  $P$  de la planète. La planète en elle-même est caractérisée par de nombreux paramètres physiques qui dépendent de sa composition et de sa position par rapport à son étoile parente :

- la masse  $M$
- le rayon  $R$
- la composition chimique de l'atmosphère
- l'albédo de surface
- la température effective ( $T_{eff}$ )
- la gravité de surface ( $\log g$ )

Comme nous allons le voir, tous ces paramètres ne sont pas accessibles avec toutes les méthodes de détection. On distingue deux groupes de méthodes. Le premier groupe est celui des méthodes dites *indirectes* qui ne permettent pas d'observer la planète elle-même, mais seulement son effet gravitationnel ou photométrique sur son étoile hôte. Dans ce groupe on inclut les mesures de vitesses radiales (variation de la vitesse de l'étoile sur la ligne de visée), les transits<sup>1</sup> (passage de la planète devant son étoile), l'astrométrie (déplacement apparent de l'étoile sur le ciel), le chronométrage des variations périodiques des pulsars milliseconde et les microlentilles gravitationnelles. Le second groupe est celui des méthodes *directes* qui ont pour but de mesurer le signal intrinsèque de la planète par interférométrie ou par imagerie à haut contraste et haute résolution angulaire. Dans les sections qui viennent nous allons décrire ces différentes méthodes plus en détails.

### 1.2.1 Chronométrage des pulsars milliseconde

Les pulsars sont des étoiles à neutrons qui sont le résultat de l'explosion d'une étoile massive ( $8 - 20 M_{\odot}$ ) sous forme d'une supernova. Lors de l'effondrement du cœur de l'étoile, la conservation du moment angulaire initial va donner à l'étoile à neutrons en formation une vitesse de rotation qui peut être extrêmement élevée, la période de rotation pouvant descendre jusqu'à 1.4 ms (Hessels et al. 2006) pour la plus rapide connue. La rotation de ce cœur compact va engendrer un phénomène de dipôle électromagnétique puissant qui va émettre des ondes radios dans un cône aligné avec les axes du champ magnétique. Cette émission radio ne va être visible que lorsque le cône de rayonnement pointe en direction de la Terre. Si les axes du champ magnétique ne sont pas exactement alignés avec l'axe de rotation de l'étoile à neutron, on va donc observer depuis la Terre un flash périodique à la fréquence de rotation de l'étoile, d'où la dénomination de *phare cosmique* parfois donnée à ces objets. La stabilité de leur période de rotation pouvant atteindre  $10^{-18}$  tour  $s^{-1}$ , la moindre perturbation gravitationnelle engendrée par un compagnon planétaire, même de très faible masse, va induire des anomalies dans la période supérieures de plusieurs ordres de grandeur à la stabilité de la période de rotation. C'est grâce à cette méthode que les deux premières exoplanètes ont pu être détectées par Wolszczan & Frail (1992) autour du pulsar PSR 1257+12. Cependant étant donné la violence de l'explosion d'une étoile en supernova, il est peu probable que ces planètes aient existé avant l'explosion, mais plutôt qu'elles se soient formées par la suite à partir des restes de l'étoile.

### 1.2.2 Mesure des vitesses radiales

C'est cette méthode qui a permis en 1995 la première détection d'une exoplanète orbitant autour d'une étoile de la séquence principale, 51 Peg (Mayor & Queloz 1995), et qui à ce jour

<sup>1</sup>Je classe cette méthode dans le groupe des méthodes indirectes, mais comme il sera montré dans la Section 1.2.5 les transits permettent maintenant d'accéder à des mesures directes du flux des exoplanètes.

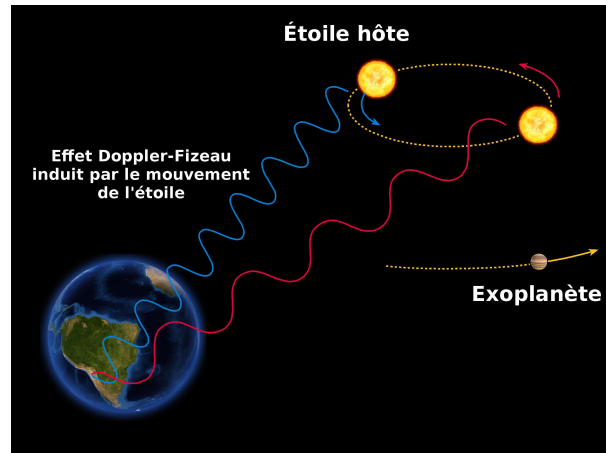


FIG. 1.1 – Illustration de l'effet Doppler-Fizeau

compte le plus grand nombre de détections. La méthode de mesure des vitesses radiales utilise la perturbation gravitationnelle induite par la planète sur son étoile qui va différencier le centre de masse du système du centre de l'étoile. L'étoile et la planète vont donc toutes les deux tourner autour de ce centre de masse avec une période égale à la période orbitale du compagnon. S'il a une composante radiale sur l'axe de visée depuis la Terre, le mouvement de l'étoile est dans certains cas mesurable par l'effet Doppler-Fizeau qui entraîne un décalage des raies du spectre de l'étoile par rapport à leur position au repos.

La quantité mesurée par cette méthode est la semi-amplitude de la vitesse radiale de l'étoile :

$$K = \left( \frac{2\pi G}{P} \right) \frac{M_p \sin i}{(M_p + M_\star)^{2/3}} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \quad (1.1)$$

où  $M_p$  et  $M_\star$  sont respectivement les masses de la planète et de l'étoile,  $P$  la période de la planète,  $e$  l'excentricité de l'orbite et  $i$  l'angle entre la ligne de visée et la perpendiculaire au plan orbital du système. Pour un développement théorique détaillé sur l'obtention de cette expression, le lecteur pourra se référer à [Bouchy & Halbwachs \(2006\)](#) et aux références contenues dans l'article. On constate donc que la méthode des vitesses radiales est plus sensible aux planètes massives et proches de leur étoile, ce qui introduit un biais sur les détections par cette méthode. De plus, on est fortement dépendant de la géométrie du système vu depuis la Terre car l'inclinaison du plan orbital de système par rapport à l'axe de visée fait qu'on mesure  $M_p \sin i$  et non pas  $M_p$ . Avec cette méthode on obtient donc une masse minimale pour les planètes. Cependant, ce biais ne modifie pas l'histogramme de répartition des masses des planètes car la distribution de l'angle du plan orbital est aléatoire sur l'ensemble des étoiles. Malgré ces biais, cette méthode est d'une redoutable efficacité pour la détection d'objets de faible masse puisque les mesures avec les spectrographes les plus performants actuellement permettent de mesurer des vitesses radiales de l'ordre de  $1 \text{ m s}^{-1}$ . Pour référence on peut rappeler que la mesure de vitesse radiale de 51 Peg est de l'ordre de  $57 \text{ m s}^{-1}$ , et on peut calculer à partir de l'Équation 1.1 que la semi-amplitude du mouvement du Soleil induit par Jupiter est de  $11 \text{ m s}^{-1}$ , et par la Terre de seulement  $10 \text{ cm s}^{-1}$ . Ce mouvement se traduit par un décalage des raies par effet Doppler-Fizeau de  $2.4 \times 10^{-5} \text{ nm}$  pour Jupiter et  $2.2 \times 10^{-7} \text{ nm}$  pour la Terre à une longueur d'onde de  $650 \text{ nm}$ . On constate donc toute la difficulté de cette technique qui a nécessité d'attendre l'arrivée de spectrographes à suffisamment grande résolution spectrale et d'une grande stabilité dans le temps avant de pouvoir effectivement atteindre la précision nécessaire à la détection d'exoplanètes.

L'instrument ELODIE (Baranne et al. 1996), un spectrographe échelle installé au foyer du télescope de 1.93 m de l'Observatoire de Haute-Provence (OHP), fut l'un des premiers instruments développés pour fournir des mesures de vitesses radiales de haute précision. Il a été remplacé en 2006 par SOPHIE (Perruchot et al. 2008), un nouveau spectrographe à plus grande résolution et extrêmement stable, construit sur le modèle de HARPS (Pepe et al. 2002; Mayor et al. 2003) à l'observatoire ESO-La Silla (Chili). Ces spectrographes de grande précision, qui permettent de mesurer des vitesses radiales de l'ordre  $1 \text{ m s}^{-1}$ , ont conduit à la découverte de nombreuses exoplanètes dont un système multiple comportant deux super-Terres (Bonfils et al. 2005; Udry et al. 2007a; Mayor et al. 2009a,b). Aux États-Unis on peut citer les équipes de Geoffrey Marcy et Paul Butler qui utilisent les spectrographes échelle à haute résolution des observatoires Lick et Keck qui ont permis la découverte de plusieurs dizaines de planètes (voir par exemple Marcy et al. (2005a)). Tous ces résultats présagent d'un avenir intéressant pour la recherche d'exoplanètes avec cette méthode grâce au développement de futurs instruments toujours plus précis.

### 1.2.3 Astrométrie

L'astrométrie est la mesure du mouvement apparent de l'étoile sur la sphère céleste causée par l'influence gravitationnelle d'une planète en orbite. Contrairement à la méthode des vitesses radiales qui mesure la vitesse de l'étoile le long de l'axe de visée, l'astrométrie va s'attacher à mesurer le mouvement tangentiel de l'étoile. Une connaissance à la fois en vitesses radiales et en astrométrie permettrait donc de caractériser complètement la dynamique d'un système planétaire. En pratique on mesure le mouvement de l'étoile par rapport à des objets beaucoup plus lointains dont le mouvement propre est indétectable. Le mouvement angulaire de l'étoile va apparaître comme une ellipse de demi grand axe angulaire égal à :

$$\alpha = \frac{M_p a}{M_\star d} \quad (1.2)$$

où  $M_p$  et  $M_\star$  sont respectivement les masses de la planète et de l'étoile,  $d$  est la distance du système au Soleil et  $a$  le demi grand axe de l'orbite de la planète. On constate à partir de cette équation que l'astrométrie est biaisée vers les planètes massives à grande période orbitale. A une distance de 10 pc, Jupiter induit un mouvement apparent du Soleil de  $475 \mu\text{as}$ , la Terre seulement  $0.3 \mu\text{as}$ , et l'ensemble des planètes du Système Solaire  $500 \mu\text{as}$ . On constate donc que même dans des cas favorables la détection d'exoplanètes par astrométrie nécessite de descendre à des précisions de l'ordre de quelques dizaines ou centaines de microsecondes d'arc, ce qui explique qu'à ce jour seule une planète ait été découverte par cette méthode (Pravdo & Shaklan 2009). A côté de cette découverte, la détermination de la masse dynamique d'exoplanètes déjà connues autour de Gl 876 (Benedict et al. 2002) et  $\epsilon$  Eridani (Benedict et al. 2006) a permis de démontrer l'efficacité de l'astrométrie. Dans le futur proche, l'astrométrie devrait connaître des avancées importantes avec l'arrivée d'instruments interférométriques comme PRIMA sur le VLTI (Quirrenbach et al. 2004; van Belle et al. 2008) à l'observatoire ESO-Paranal (Chili). D'autre part, de grands projets spatiaux comme Gaia (Perryman et al. 2001), dont le développement est activement soutenu par l'ESA, permettront de bénéficier de performances inégalables depuis le sol.

### 1.2.4 Microlentilles gravitationnelles

La méthode des microlentilles gravitationnelles utilise les prédictions de la théorie de la relativité générale. Celle-ci montre que les rayons lumineux sont déviés lorsqu'ils passent à proximité d'un objet massif. Ainsi lorsqu'un objet comme une étoile coupe l'axe de visée d'une autre étoile

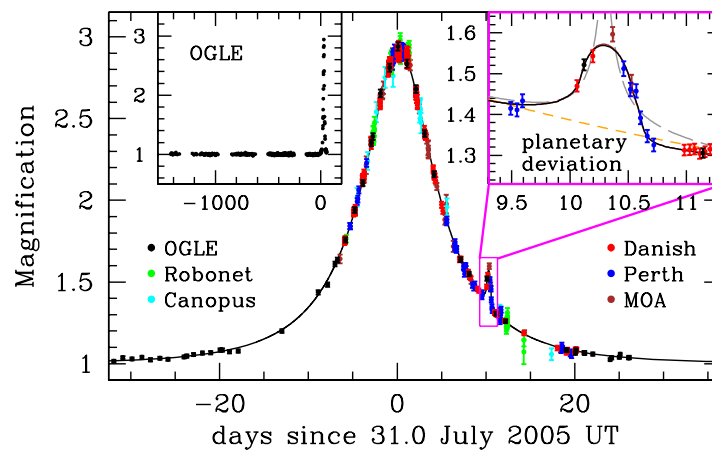


FIG. 1.2 – Illustration de la détection d’une exoplanète de masse  $5.5^{+5.5}_{-2.7} M_{\oplus}$  autour de l’étoile OGLE-05-390L. Le signal représente l’amplification du signal de l’étoile d’arrière-plan. L’effet induit par la présence de la planète apparaît comme un pic secondaire plus faible sur la courbe en cloche. Figure issue de [Beaulieu et al. \(2006\)](#).

située en arrière plan, il va se produire un effet de lentille qui va légèrement incurver les rayons lumineux de l’étoile de fond et les focaliser vers l’observateur. Ce phénomène va se traduire par une amplification de la luminosité de l’étoile d’arrière plan. Si une planète est en orbite autour de l’étoile qui coupe l’axe de visée, sa présence va être décelée comme un second pic dans la courbe de luminosité de l’étoile de fond (Figure 1.2). Cette méthode a comme principal avantage d’être sensible aux faibles masses, quelle que soit leur séparation orbitale. Cependant, elle a comme principal inconvénient de ne pas être reproductible, le passage du système étoile+planète devant une étoile de fond étant un événement unique. La détermination des paramètres de la planète comme sa masse sont également fortement dépendants du cadre théorique utilisé pour modéliser le système, d’autant plus que la masse de l’étoile est en général inconnue, et il est nécessaire de lui attribuer une masse statistique ou de l’étudier pour en déterminer précisément le type spectral. Les problèmes inhérents à cette méthode rendent les résultats obtenus très incertains. Malgré les difficultés et la part de hasard inhérents à cette méthode, elle a permis la découverte de 7 systèmes planétaires (dont un abritant 2 planètes) au cours des programmes d’observation OGLE et MOA. La plus petite planète détectée autour de l’étoile MOA-2007-BLG-192-L aurait une masse de  $3.2^{+4.8}_{-1.6} M_{\oplus}$  et orbiterait à  $0.62^{+0.22}_{-0.16}$  UA de son étoile.

### 1.2.5 Transits planétaires

La méthode des transits est l’équivalent autour d’une autre étoile des transits de Mercure et de Vénus dans notre Système Solaire (Figure 1.3, droite) : il s’agit du passage de la planète devant le disque de son étoile, créant ainsi une baisse temporaire de sa luminosité.

Cette méthode est très intéressante car elle fournit une information sur le rayon de la planète par rapport à celui de l’étoile et sur l’angle d’inclinaison du plan orbital par rapport à la ligne de visée, paramètres inaccessibles aux autres méthodes présentées jusqu’ici. L’information sur le rayon de la planète est importante car elle permet de contraindre en partie les modèles de structure interne des exoplanètes. Si la masse minimale est déjà connue par mesure de vitesse radiale, et si le rayon de l’étoile peut être déterminé, alors on a accès à tous les paramètres du système. Bien évidemment, seules les planètes dont l’angle d’inclinaison du plan orbital est proche de  $0^{\circ}$  vont

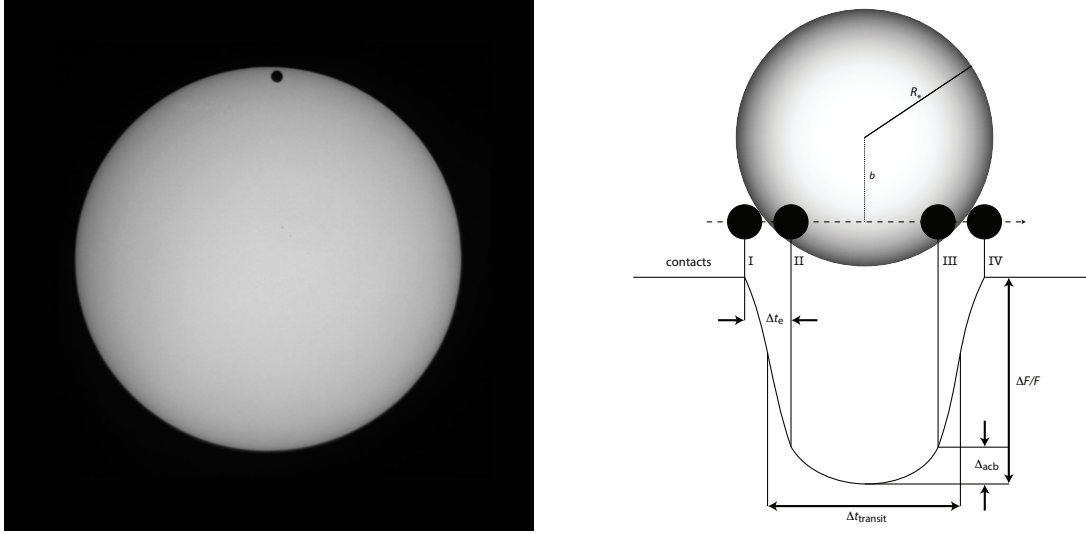


FIG. 1.3 – *Gauche* : Photographie du dernier transit de Vénus prise le 8 juin 2004 à Orsay (France) au foyer d'un télescope de 200 mm de diamètre juste avant le troisième contact. Pour Vénus on obtient  $\Delta F/F \simeq 0.0076\%$ . *Droite* : Schéma présentant les points principaux d'un transit et les caractéristiques qui peuvent être déterminées à partir de la courbe de luminosité (d'après [Brown et al. \(2001\)](#)).

pouvoir transiter devant leur étoile, ce qui en fait un événement relativement rare. La probabilité d'observer un transit pour une étoile de rayon  $R_\star$  et une planète d'orbite circulaire de rayon  $a$  s'exprime par :

$$P_{\text{transit}} = \frac{R_\star}{a} \quad (1.3)$$

Autour d'une étoile de type solaire, la probabilité d'observer le transit d'une planète est  $5 \times 10^{-3}$  à 1 UA et  $10^{-3}$  à 5 UA . Pour maximiser les chances de détection, les premières recherches par cette méthode ont été effectuées autour d'étoiles déjà connues pour abriter une planète. C'est ainsi que la première détection a été annoncée en 2000 autour de l'étoile HD 209458 ([Charbonneau et al. 2000](#)), système pour lequel  $P_{\text{transit}} = 10\%$  et dont la présence d'une planète était connue depuis 1999. La quantité mesurée par cette méthode est la diminution du flux de l'étoile lors du passage de la planète devant son disque. Cette quantité s'exprime par :

$$\frac{\Delta F}{F} = \left( \frac{R_p}{R_\star} \right)^2 \quad (1.4)$$

Comme pour la mesure des vitesses radiales, cette méthode est donc biaisée vers les planètes massives (et donc ayant un large rayon) à petite période orbitale. En effet, l'atténuation du flux de l'étoile  $\Delta F/F$  par le passage de la planète est d'autant plus importante que la planète est grande. On peut calculer que l'atténuation du flux du Soleil par le passage de Jupiter vaut  $\Delta F/F \simeq 1\%$ , alors qu'il ne vaut que  $\Delta F/F \simeq 0.0083\%$  pour la Terre.

Cette méthode a suscité un grand intérêt de la part des astronomes dès les premières détections car elle offre comme principal avantage de ne nécessiter qu'un petit télescope pour les mesures photométriques. De plus la vérification de l'existence d'un transit pour des exoplanètes déjà détectées par une autre méthode est peu coûteuse en temps de télescope, même si un certain nombre de phénomènes peuvent limiter l'efficacité de la méthode en créant des fausses détections (voir

par exemple [Moutou et al. \(2006b\)](#)). Cependant, la faible probabilité d'un transit nécessite de surveiller simultanément un très grand nombre d'étoiles dans des champs pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de degrés carrés. Cela n'a pourtant pas empêché le développement de grands projets et de programmes dédiés en totalité ou en partie à la recherche d'exoplanètes par la méthode des transits. On peut en particulier évoquer le programme *SuperWASP* créé en 2000 qui bénéficie de deux systèmes de surveillance automatiques à l'observatoire de La Palma (Espagne) et au *South African Astronomical Observatory* (Afrique du Sud) qui couvrent chacun 61 degrés carrés ([Pollacco et al. 2006](#)). Ce programme a permis la détection de 15 transits au 01/08/2009 dont la plus petite à une masse de seulement  $0.5 M_{\text{Jup}}$  ([Skillen et al. 2009](#)). On peut également citer les programmes spatiaux comme *CoRoT* lancé en décembre 2006, et *Kepler* son équivalent américain lancé en mars 2009. *CoRoT* a déjà une dizaine de planètes à son actif dont une qui pourrait être la plus petite jamais détectée avec un rayon de seulement  $1.8 R_{\oplus}$  ([Leger et al. 2009](#)).

La méthode des transits est donc en plein développement avec de nombreux projets et programmes d'observation. Elle a aussi permis de fournir les premières mesures de composition d'atmosphères d'exoplanètes par spectroscopie en transit sur HD 209458b ([Charbonneau et al. 2002](#)) grâce au *Hubble Space Telescope* (HST), puis avec le télescope spatial Spitzer ([Charbonneau et al. 2005](#); [Deming et al. 2006](#); [Harrington et al. 2006](#); [Swain et al. 2008](#)). Pour les systèmes où les mesures de vitesses radiales, de transit et de spectroscopie en transit peuvent être combinées, on va obtenir une caractérisation physique et dynamique du système, ce qui dépasse les capacités de l'imagerie directe. La complémentarité de ces méthodes est donc potentiellement très puissante pour l'étude des Jupiters chauds. Elles ne sont cependant pas applicables aux planètes très éloignées de leur étoile pour lesquelles l'imagerie directe va constituer la méthode de détection et de caractérisation la plus adaptée.

### 1.2.6 Détections directes

Le second groupe de méthodes est celui des détections directes qui consiste à détecter le signal intrinsèque des exoplanètes, et non pas l'influence gravitationnelle ou photométrique qu'elles ont sur leur étoile. Il s'agit là d'une mesure difficile sachant que le contraste de luminosité entre une planète géante gazeuse et son étoile peut atteindre plusieurs milliards, et que sa séparation angulaire peut atteindre quelques fractions de milliseconde d'arc. Ces méthodes sont donc principalement sensibles aux planètes chaudes et massives (donc plus lumineuses) à grande distance de leur étoile.

Au sein des méthodes de détection directe on distingue les méthodes interférométriques et les méthodes d'imagerie. Les méthodes interférométriques vont chercher à mettre en évidence une modulation des franges d'interférence de l'étoile qui serait induite par la présence du signal d'une planète et de reconstruire une image à partir de mesures dans différentes configurations de la base interférométrique. Quelques projets d'instruments comme MATISSE ([Lopez et al. 2006](#)) ou PRIMA ([Quirrenbach et al. 2004](#)) sur le VLTI, ou le projet OHANA ([Perrin et al. 2000](#)) visant à relier entre eux les grands télescopes au sommet du Mauna Kea à Hawaï pour former un interféromètre géant. Ces méthodes n'ont pour le moment permis aucune détection d'exoplanète.

Les méthodes d'imagerie vont de leur côté chercher à éliminer ou atténuer le signal de l'étoile en utilisant par exemple l'optique adaptative associée à la coronagraphie afin de déceler éventuellement le signal d'une planète dans l'entourage de l'étoile. Comme nous allons le voir en détail dans le chapitre suivant, l'imagerie directe est difficile à mettre en œuvre et comporte des limitations importantes. Cependant, quelques découvertes importantes ont déjà été effectuées avec la première génération d'instruments d'imagerie à haut contraste comme NACO sur le VLT, NIRC2 sur le Keck, NIRI sur Gemini ou NICMOS sur le HST. La recherche de compagnons stellaires de

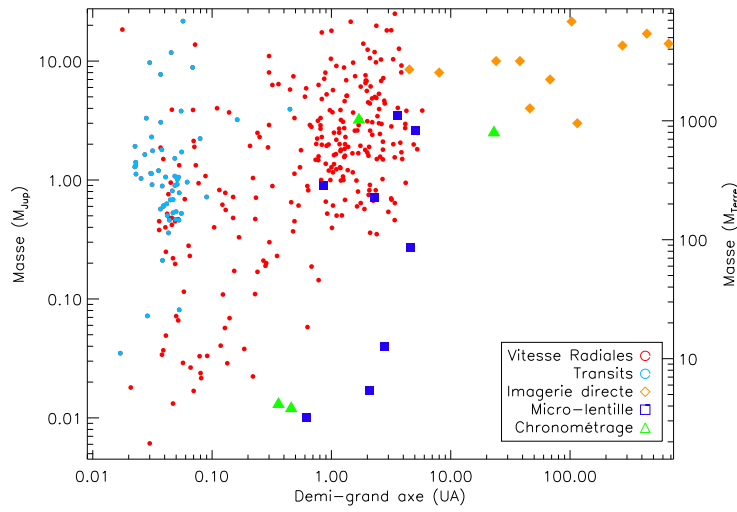


FIG. 1.4 – Masse de toutes les exoplanètes détectées au 01/08/2009 en fonction du demi grand axe de leur orbite avec leur méthode de détection. Pour les vitesses radiales, la masse utilisée est la masse minimale (source : exoplanet.eu).

TAB. 1.1 – Résumé des méthodes de détection

Méthode	Cibles privilégiées	Détections	Limites actuelles	Signatures		
				Jup. chaud	Jupiter	Terre
Vitesses radiales	Planètes massives, courte période	346	1 m s <sup>-1</sup>	57 m s <sup>-1</sup>	11 m s <sup>-1</sup>	10 cm s <sup>-1</sup>
Transit	Planètes à grand rayon, courte période	62	0.01%	~1%	1%	0.0083%
Détection directe	Planètes jeunes et massives, très longue période	11	0.5'', ~8 mag	0.005'' à 10 pc ≥ 13 mag	0.5'' à 10 pc ≥ 13 mag	0.1'' à 10 pc ≥ 25 mag
Astrométrie	Planètes massives, grande période	0	100 μas	5 μas à 10 pc	500 μas à 10 pc	0.3 μas
μ-lentilles	Toute planète	9				
Pulsar ms	Toute planète autour d'un pulsar	7				

faible masse autour d'étoiles dans des associations jeunes a conduit à la première détection par imagerie directe d'une exoplanète autour de la naine brune 2MASSWJ 1207334-393254 (Chauvin et al. 2004), suivi par une poignée d'autres dont un système triple autour de l'étoile HR 8799 (Marois et al. 2008b) et de possibles compagnon dans les disque des étoiles β-Pictoris (Lagrange et al. 2009a) et Fomalhaut (Kalas et al. 2008). Ces récentes découvertes sont très certainement les premières d'une longue série avec l'arrivée au début de la prochaine décennie d'instruments spécifiquement dédiés à la recherche d'exoplanètes par imagerie à haut contraste comme SPHERE pour le VLT (Beuzit et al. 2006; Dohlen et al. 2006) ou GPI pour Gemini (Macintosh et al. 2006).



## 1.2.7 Conclusion sur les méthodes de détection

L'éventail des méthodes de détection des exoplanètes est extrêmement riche. Nous venons de voir les principales méthodes (résumées dans le Tableau 1.1), qui ont permis jusqu'à présent de détecter 353 exoplanètes dans 298 systèmes différents (au 01/08/2009). La masse de chacune de ces planètes est représentée en fonction du demi grand axe de son orbite dans la Figure 1.4, avec la méthode qui a permis la détection. On voit apparaître assez clairement les biais induits par chacune de ces méthodes. En particulier on constate que la plupart des planètes découvertes sont relativement massives, 60% ayant une masse supérieure ou égale à  $1 M_{\text{Jup}}$ , et à petite séparation de leur étoile hôte, 60% ayant un demi grand axe inférieur ou égal à 1 UA. La gamme des planètes de masse terrestre reste à ce jour complètement inexplorée faute d'instruments aux performances suffisantes, mais les dernières découvertes grâce aux transits s'en rapprochent. Les planètes à grande séparation de leur étoile, et donc à grande période, sont elles aussi sous-représentées du fait de la longue base de temps nécessaires pour leur détection en vitesses radiales, et de la faible probabilité de telles détections par transit. Les premières découvertes de planètes à très grande période sont pour le moment le domaine réservé de l'imagerie directe qui va progressivement peupler ce domaine jusqu'aux masses de  $\sim 1 M_{\text{Jup}}$  dans les années à venir, comme nous allons le voir dans le Chapitre 2.

## 1.3 Diversité des systèmes planétaires

### 1.3.1 Définition d'une planète

La question de savoir ce qu'est exactement une planète se pose nécessairement au vu de la grande diversité des planètes qui ont été découvertes depuis 1995. Historiquement, les planètes désignaient dans l'antiquité Mercure, Vénus, Mars, Jupiter et Saturne. Durant la Renaissance, les apports de Copernic et Kepler au mouvement des corps célestes a permis de rajouter la Terre à cette liste. Puis la découverte de Uranus par l'observation, la prédiction de l'existence de Neptune et la découverte de Pluton marquèrent le passage dans l'ère moderne de l'astronomie. Mais la découverte d'objets trans-neptuniens (Jewitt & Luu 1993; Luu & Jewitt 2002) dans la ceinture de Kuiper de taille voisine voire supérieure à celle de Pluton (Bertoldi et al. 2006) a commencé à remettre en question la définition du terme "planète" dans le Système Solaire. A tel point que l'Union Astronomique Internationale a donné une nouvelle définition des planètes du Système Solaire lors de son Assemblée Générale en 2006 pour prendre en compte l'existence de ces objets lointains et invisibles.

La diversité des objets dans notre propre Système Solaire nous pousse donc à supposer l'existence d'une toute aussi grande diversité dans les autres systèmes. Il est donc important de trouver une définition de travail du terme "planète" qui puisse être facilement vérifiable par l'observation. Plusieurs définitions s'affrontent dans la communauté des astronomes, certaines favorisant un critère de masse, d'autres un critère de formation. La masse de l'objet est un paramètre important qui va fixer sa physique interne et donc sa luminosité. En effet, plus un objet est massif, plus il va être chaud, et plus son flux émis va être important. La limite inférieure de masse pour les étoiles est de  $\sim 75 M_{\text{Jup}}$ . Au-dessous de cette limite la température au cœur de l'objet est insuffisante pour permettre la fusion de l'hydrogène en hélium, et on se trouve alors dans le domaine des naines brunes et des planètes géantes. Pour les objets de masse comprise entre  $75 M_{\text{Jup}}$  et  $13 M_{\text{Jup}}$ , la fusion du deutérium est possible, fournissant une source d'énergie à ces objets pendant quelques millions d'années. La limite de  $13 M_{\text{Jup}}$  limite est donc souvent admise comme critère de masse pour définir une planète (Burrows et al. 2001), mais la limite entre naine brune et planète géante



est vague. De plus avec une définition uniquement basée sur la masse, la majorité des planètes détectées par la méthode des vitesses radiales ne méritent que le titre de “candidates planètes”, puisque seule  $M \sin i$  est généralement connue.

L’utilisation d’un autre critère comme le processus de formation semble donc nécessaire. Les premières tentatives d’explication de la formation des planètes du Système Solaire remonte au 18<sup>ème</sup> siècle avec les travaux de [Kant \(1755\)](#) et [Laplace \(1796\)](#) sur la “nébuleuse solaire”. La formation d’une étoile commence dans un nuage moléculaire de gaz froid (entre 10 et 15 K) qui va se segmenter par instabilité de *Jeans* et entrer en rotation. La conservation du moment angulaire du système va amener le nuage de gaz à s’aplatir progressivement pour former un disque. C’est à partir de ce disque que vont se former éventuellement des planètes. Pour une introduction détaillée au processus de formation stellaire on pourra se référer à [Shu et al. \(1987\)](#) et [van Dishoeck & Blake \(1998\)](#). Le scénario le plus classique de formation des exoplanètes à partir de ce disque protoplanétaire suggère que les planètes sont formées par accréation de grains de poussière et de gaz dans les régions froides éloignées de l’étoile ([Safronov & Zvjagina 1969](#)). Les poussières vont s’accréter pour former des planétésimaux, qui vont se réunir pour former un cœur massif. A mesure qu’il grossit ce cœur va dominer gravitationnellement son entourage et commencer à capturer le gaz du disque. L’évolution de cette enveloppe de gaz a été étudiée en détail par [Pollack et al. \(1996\)](#) qui a montré que pendant cette phase le cœur et l’enveloppe de gaz continuent de grossir en restant à l’équilibre thermique par accréation de planétésimaux. Lorsque le cœur dépasse  $15 M_{\oplus}$ , les pertes radiatives ne peuvent plus être compensées par l’accréation de planétésimaux, et l’enveloppe de gaz commence à se contracter, contraction qui va intensifier l’accréation de gaz dans l’enveloppe. Ce scénario implique que la planète doit se former pendant la durée de vie du disque qui est de l’ordre de 1 à 10 Man ([Haisch et al. 2001](#)), ce qui semble tout à fait envisageable d’après [Alibert et al. \(2004\)](#). [Chabrier et al. \(2007\)](#) présentent une revue des recherches récentes sur la compréhension des processus de formation et d’évolution des exoplanètes de type géantes gazeuses. En prenant en compte le processus de formation, les planètes seraient donc des objets formés au sein d’un disque protoplanétaire autour d’une étoile jeune.

### 1.3.2 Statistiques sur les planètes connues

Le grand nombre de systèmes planétaires découverts depuis 1995 permet d’étudier les grandes tendances dans la formation des planètes. En effet, l’échantillon de planètes connue devient statistiquement assez grand pour rechercher et étudier les corrélations entre les paramètres mesurables ([Udry & Santos 2007b](#)).

La distribution de masse des compagnons d’étoiles présente 2 pics distincts séparés d’un vide entre  $\sim 15 M_{\text{Jup}}$  et  $\sim 75 M_{\text{Jup}}$ . Ce désert censé être peuplé de naines brunes constitue une preuve importante qu’il existe des mécanismes différents de formation des étoiles binaires et des systèmes planétaires (voir par exemple [Udry et al. \(2002\)](#)). On peut voir sur la Figure 1.5 que la grande majorité des exoplanètes connue au 01/08/2009 ont une masse inférieure ou égale à  $5 M_{\text{Jup}}$ . Le fait qu’il existe tout de même des planètes avec une masse entre 10 et  $20 M_{\text{Jup}}$  laisse supposer qu’il existe probablement un recouvrement entre les populations de naines brunes et de planètes, d’où la difficulté de les différencier uniquement sur un critère de masse. On voit clairement que la distribution de masse des planètes s’agrandit considérablement vers les petites masses. [Marcy et al. \(2005\)](#) ont étudié un large échantillon de 1330 étoiles de type F, G, K et M dans un programme d’observation sur plus de 15 ans avec les télescopes Lick, Keck et AAT (*Anglo-Australian Telescopes*). Ces observations leur ont permis de dériver une fréquence de 6.6% de systèmes planétaires jusqu’à une séparation orbitale de 5 UA pour ces étoiles, et d’estimer qu’il existe une loi de puissance en  $M^{-1.05}$  donnant la proportion de planètes de masse  $M$ . Cependant cette distribution est

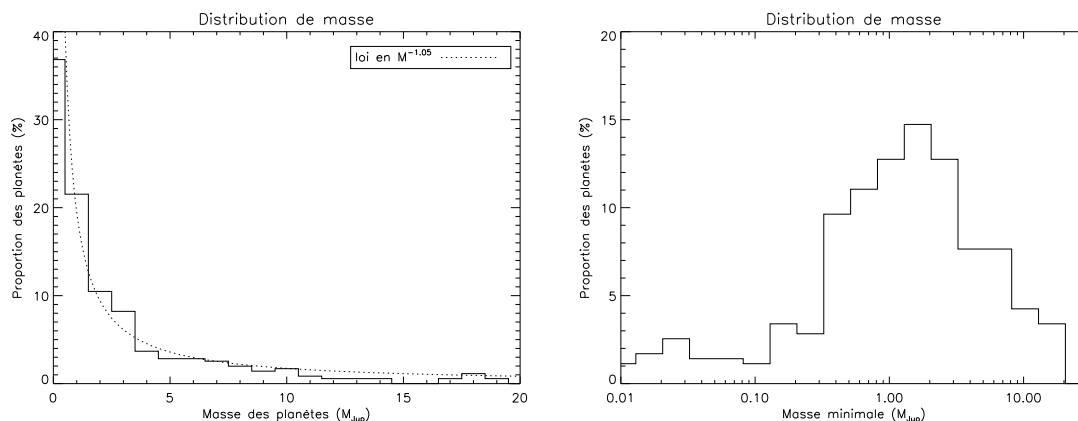


FIG. 1.5 – Distribution des exoplanètes extrasolaires connues au 01/08/2009 en fonction de leur masse en échelle linéaire (gauche) et logarithmique (droite). Remarque : l’échelle des ordonnées des deux graphiques n’est pas la même (source : exoplanet.eu).

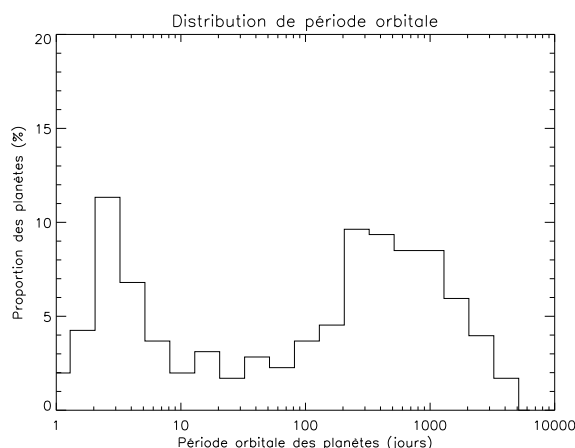


FIG. 1.6 – Distribution des exoplanètes extrasolaires connues au 01/08/2009 en fonction de leur période orbitale (source : exoplanet.eu).

fortement biaisée pour les masses inférieures à celle de Saturne du fait des limites de la méthode de détection par mesure des vitesses radiales. La découverte de plus en plus courante de planètes de quelques masses terrestres (Mayor et al. 2009a,b) proche de la limite de détection des instruments actuels suggère cependant la présence d’une importante population dans cette gamme de masses. L’échantillon connu de ces planètes va très certainement continuer à s’agrandir avec la précision des instruments.

La distribution des périodes des planètes connues présente aussi des caractéristique intéressantes visibles sur la Figure 1.6. On distingue clairement l’existence de 2 pics pour des périodes de quelques jours et de plusieurs centaines de jours. Le premier pic est très certainement dû aux biais de détection des méthodes de mesure des vitesses radiales et des transits qui favorisent les planètes à courte période orbitale. Le deuxième pic est probablement encore incomplet à cause du biais de la base de temps dans la méthode des vitesses radiales. Ces deux pics dont la hauteur exacte n’est pas encore connue font donc ressortir la faible proportion de planètes ayant des périodes dans l’intervalle 10 – 100 jours.

La découverte de planètes massives à très courte période orbitale a remis en cause beaucoup de

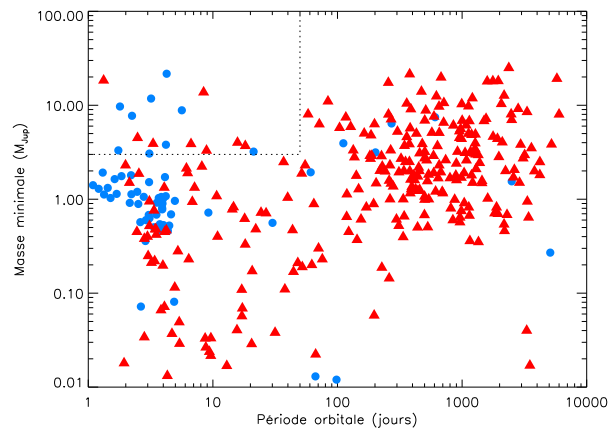


FIG. 1.7 – Diagramme masse-période des exoplanètes connues au 01/08/2009. Les triangles rouges représentent les planètes dont seule la masse minimale  $M \sin i$  est connue, et les ronds bleus celles dont on connaît la masse exacte. Le rectangle en pointillé marque la zone de période orbitale inférieure à 50 jours et de masse supérieure à  $3 M_{\text{Jup}}$  (source : exoplanet.eu).

faits qui semblaient acquis sur la formation des planètes en prenant comme référence le Système Solaire. Ces planètes, les “Jupiter chauds”, sont clairement visibles quand on étudie la masse des planètes connues en fonction de leur période (Figure 1.7). Elles posent d’importantes difficultés aux scénarios de formation des planètes. En effet, le manque de matière disponible à ces petites distances orbitales pour constituer leur cœur ne permet par leur formation *in situ*. Il est donc nécessaire d’invoquer une migration de ces planètes depuis des orbites à plus grande distance vers leur position actuelle, puis un arrêt de cette migration à des orbites de quelques dixièmes d’unités astronomiques.

Une telle migration peut avoir plusieurs origines, comme par exemple l’influence gravitationnelle d’autres planètes dans les systèmes multiples (Rasio et al. 1996; Marzari & Weidenschilling 2002). Murray et al. (1998) évoquent des processus d’interaction avec le disque de planétésimaux, mais ils nécessitent des disques très massifs pour expliquer la migration de planètes lointaines. Deux types de migration ont été identifiés par Nelson et al. (2000) suivant que la planète est suffisamment massive pour ouvrir une brèche dans le disque de gaz (type II) ou non (type I) (Lin & Papaloizou 1986; Ward 1997; Tanaka et al. 2002). Ces travaux concluent tous que la planète peut migrer vers l’intérieur sur de grandes distances, mais sur des échelles de temps tellement courtes que dans la plupart des cas elle devrait finir absorbée par son étoile (Alibert et al. 2004). Les planètes sont pourtant bien observées, ce qui remet en question la validité ou la complétude des modèles de migration actuels, et fait émerger de nouvelles hypothèses pour ralentir ces migrations (Ida & Lin 2004a). Mais les mécanismes qui stoppent la planète sur une orbite à courte période sont encore largement incompris, et de nombreuses hypothèses sont avancées. De plus, ils n’expliquent pas pourquoi dans certains cas les planètes migrent et pas dans d’autres, comme par exemple dans le Système Solaire où Jupiter semble être restée sur l’orbite où elle s’est formée. De récents développements du modèle d’accrétion de cœur qui incluent l’évolution du disque protoplanétaire et la migration des planètes lors de leur formation suggèrent que la planète migre jusqu’à ce que la masse du disque devienne négligeable devant la masse de la planète (Ida & Lin 2004a; Alibert et al. 2005). Avec de telles hypothèses, la diversité des systèmes observés serait donc le résultat de la différence des conditions initiales comme la masse du disque et le nombre de planètes formées.

Il semble que le nombre de planètes de masse supérieure à  $2 - 3 M_{\text{Jup}}$  à des périodes orbitales

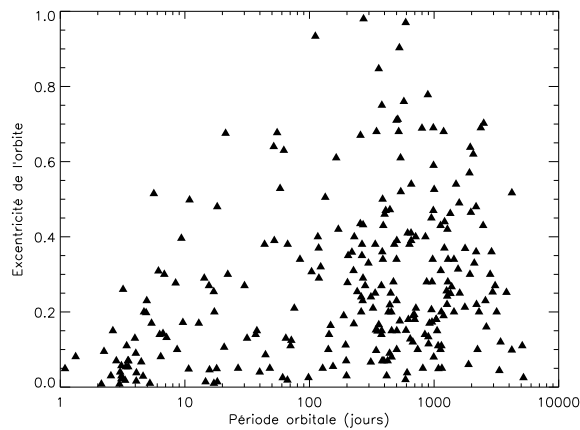


FIG. 1.8 – Diagramme excentricité-période des exoplanètes connues au 01/08/2009 (source : exoplanet.eu).

de moins de 40 – 50 jours soit relativement peu élevé, malgré l’existence de quelques exceptions notables comme Coro-Exo-3b (Deleuil et al. 2008). Les études statistiques actuelles suggèrent que la migration des planètes serait fortement dépendante de la masse, et en particulier serait moins efficace pour les planètes très massives (Trilling et al. 1998; Nelson et al. 2000; Marzari & Weidenschilling 2002; Trilling et al. 2002), ce qui pourrait expliquer une absence de planètes massives à très courte période orbitale.

Enfin, la majorité des systèmes connus ont une excentricité largement supérieure à celle des planètes du Système Solaire (un maximum de 0.2 pour Mercure), avec des valeurs s’étalant pratiquement entre zéro et un (Figure 1.8). De telles excentricités sont totalement incompatibles avec un scénario de formation des planètes dans un disque protoplanétaire qui devrait atténuer l’excentricité pour des planètes massives par interaction avec le disque de gaz (Ward 1997). Pour tenter d’expliquer de telles excentricités, il est nécessaire d’invoquer des interactions dans des systèmes planétaires multiples (Rasio et al. 1996; Weidenschilling & Marzari 1996; Lin & Ida 1997; Murray et al. 2002), entre la planète et le disque de gaz (Goldreich & Sari 2003) ou entre la planète et le disque de planétésimaux (Murray et al. 2002). A des périodes orbitales inférieures à 10 jours l’excentricité des orbites est la plupart du temps nulle du fait de la circularisation de l’orbite par effets de marées avec l’étoile (Goldreich & Soter 1966; Bodenheimer et al. 2001), mais on trouve quelques exceptions comme XO-3b qui a une excentricité de 0.26 pour une masse de  $11.8 M_{\text{Jup}}$  et une période de 3.2 jours (Johns-Krull et al. 2008).

### 1.3.3 Propriétés des étoiles à planètes

Le dernier paramètre d’un système planétaire qu’il est important d’évoquer est son étoile, puisque les caractéristiques de celle-ci peuvent influencer les planètes que le système abrite. Un premier paramètre à évoquer est la masse des étoiles abritant des systèmes planétaires. La Figure 1.9 à gauche présente la répartition des masses des étoiles à planètes. On constate que la majorité des planètes ont été découvertes autour d’étoiles de type solaire, ayant des masses entre 1 et  $2 M_{\odot}$ . Il s’agit avant tout d’un effet de sélection, puisque les grands sondages de recherche d’exoplanètes par mesure des vitesses radiales se sont focalisés sur les étoiles de type F, G, K et M. Cependant on commence à constater une corrélation entre la masse des étoiles et celle des planètes qu’elles abritent (Lagrange et al. 2009b). La Figure 1.9 à droite présente la distribution des masses de planètes en fonction de la masse de leur étoile. On voit clairement apparaître l’en-

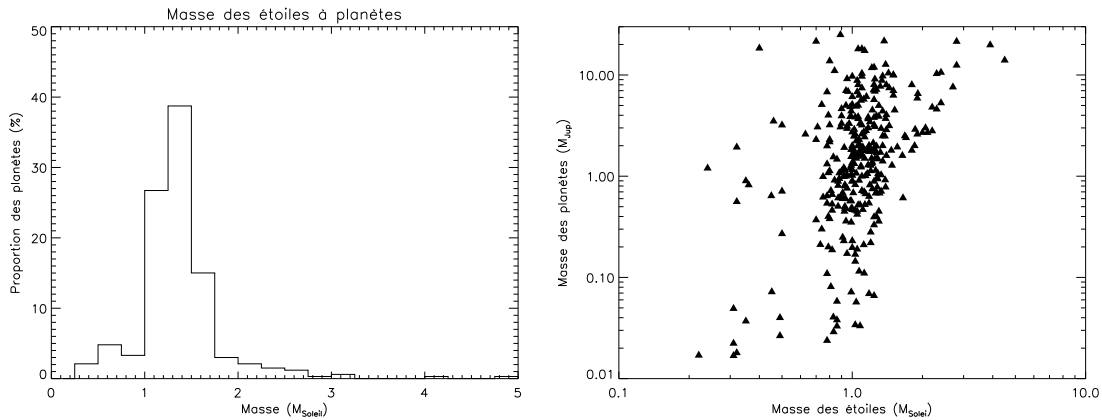


FIG. 1.9 – Masse des étoiles abritant des systèmes planétaires (gauche) et corrélation avec la masse des planètes (droite) (source : exoplanet.eu).

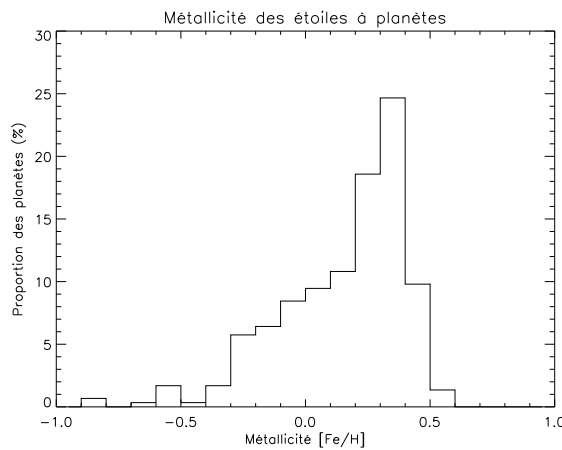


FIG. 1.10 – Métallicité des étoiles abritant des systèmes planétaires (source : exoplanet.eu).

semble des planètes découvertes autour des étoiles de type solaire, mais on voit également que la distribution semble s'allonger vers les planètes peu massives autour d'étoiles de faible masse, et vers les planètes massives autour d'étoiles plus massives. Il s'agit là clairement d'une corrélation qui doit être étudiée dans l'avenir.

Le second paramètre qui ressort de tous les programmes d'observation concerne la métallicité des étoiles à planètes : les étoiles qui abritent des systèmes planétaires sont en moyenne plus riches en métaux que le Soleil (Figure 1.10). Cela signifie que les chances de détecter des planètes augmentent avec la métallicité de l'étoile. Cet effet est apparu dès les premières découvertes (Gonzalez 1997, 1998). Afin d'éviter les biais de sélection (Butler et al. 2000), les étoiles choisies pour les sondages par la méthode de mesure des vitesses radiales l'ont été sur des critères de type spectral (F, G, K et M) et de luminosité apparente. Néanmoins, les étoiles riches en métaux ont des raies d'absorption plus profondes, ce qui améliore la précision du décalage Doppler-Fizeau mesurable, et ces étoiles ont des luminosités plus importantes que les étoiles pauvres en métaux, ce qui peut biaiser les échantillons basés uniquement sur la magnitude apparente. Mais ces effets de sélection ne peuvent expliquer dans sa totalité la prédominance des étoiles riches en métaux, et beaucoup de recherches sur ce sujet suggèrent que la corrélation entre métallicité accrue et présence de planète existe (Gonzalez et al. 2001b; Santos et al. 2001a, 2003a).

Certains travaux récents avancent que la corrélation avec la sur-métallicité est moins importante qu'il n'y paraît (Haywood 2008, 2009), mais dans la mesure où elle est encore couramment admise, deux hypothèses sont envisagées dans la littérature pour l'expliquer. La première est que les planètes se forment préférentiellement dans des disques riches en matériaux lourds, donc la métallicité de l'étoile refléterait la constitution du nuage de gaz interstellaire dans lequel s'est formé le système (Santos et al. 2003a; Fischer & Valenti 2005). La seconde hypothèse est que l'origine de la sur-métallicité de l'étoile n'a pas pour origine la formation du système, mais un enrichissement ultérieur, par exemple par l'absorption de planétésimaux (Quillen & Holman 2000) ou même de planètes qui ont migré jusque dans l'étoile (Laughlin 2000; Gonzalez et al. 2001b).

### 1.3.4 Conclusion sur les systèmes connus

Les systèmes planétaires découverts jusqu'à présents avec les méthodes de détection décrites dans la Section 1.2 sont extrêmement variés et ont remis en cause la plupart des connaissances que les astronomes pensaient avoir sur la formation des planètes. En particulier, la découverte de planètes massives ayant une période orbitale de quelques jours a obligé les astronomes à imaginer des scénarios où les planètes peuvent migrer vers leur étoile lors de leur formation, ce qui est très différent de ce qu'on observe pour les planètes géantes dans notre Système Solaire. Les questions sont encore nombreuses, en particulier sur la distinction entre naines brunes et planètes. Comme nous allons le voir dans la section suivante, les recherches sur les atmosphères des planètes géantes gazeuses et des naines brunes aide en partie à établir une distinction.

## 1.4 Les atmosphères planétaires

### 1.4.1 Des étoiles aux planètes

La découverte de la première exoplanète autour d'une étoile de la séquence principale n'a pas été la seule concernant les objets de faible masse durant la fin des années 1990. En effet, avant 1995 aucun objet de masse comprise entre celle de Jupiter ( $9.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ ) et celle des étoiles les plus légères ( $8 \times 10^{-2} M_{\odot}$ ) n'était connu, alors que l'existence de ces objets qu'on qualifie de naines brunes était prédite depuis de nombreuses années (Kumar 1962). Ce n'est qu'en 1995 que trois de ces objets furent découverts indépendamment et vinrent combler ce manque : Gl 229B (Nakajima et al. 1995; Oppenheimer et al. 1995), PPI 15 (Stauffer et al. 1994) et Teide 1 (Rebolo et al. 1995). Le nombre de ces objets a ensuite rapidement augmenté grâce à de grands sondages dans l'infrarouge comme 2MASS (Kirkpatrick et al. 2000) et DENIS (Tokunaga & Kobayashi 1999), ou dans le visible comme SDSS (Hawley et al. 2002).

La raison de la difficulté à observer ces objets vient de leur faible masse qui en fait des étoiles avortées qui ne rayonnent que très peu de lumière, caractéristique qu'elles partagent avec les planètes géantes gazeuses. Les processus thermonucléaires qui animent le cœur des étoiles par fusion des noyaux d'hydrogène (H) en hélium ( $^4\text{He}$ ) sont principalement dépendants de la température. Si un objet n'est pas assez massif pour atteindre les températures suffisantes pour la fusion de l'hydrogène lors de sa contraction par gravitation, on entre dans le régime des naines brunes et des planètes. Au-dessus d'une certaine masse, la température interne va tout de même permettre de transformer du deutérium en hélium ( $^3\text{He}$ ), mais cette réaction est beaucoup moins énergétique que celle ayant lieu dans les étoiles (Burrows & Liebert 1993). La Figure 1.11 montre l'évolution de la température du cœur d'objets de différentes masses en fonction du temps, comparée aux températures de fusion de l'hydrogène, du lithium et du deutérium. On voit clairement que les objets d'une masse de  $0.012 M_{\odot}$  ( $\sim 12 M_{\text{Jup}}$ ) ne parviennent pas à atteindre la température de fusion du

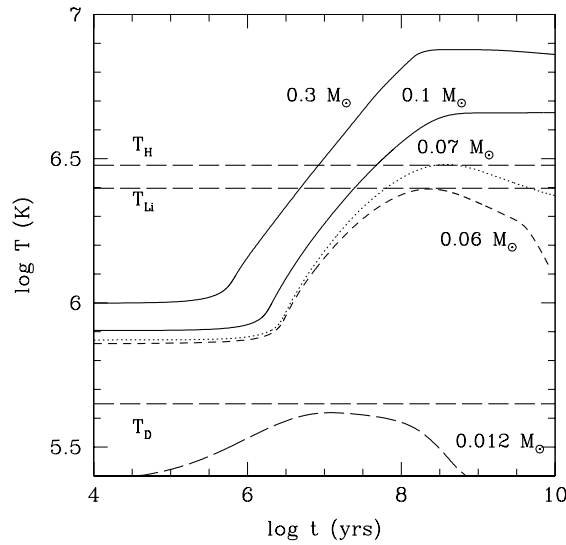


FIG. 1.11 – Température du cœur en fonction de l'âge pour des objets de différentes masses.  $T_H$ ,  $T_{Li}$  et  $T_D$  indiquent les températures de fusion de l'hydrogène, du lithium et du deutérium (figure tirée de [Chabrier et al. 2000a](#)).

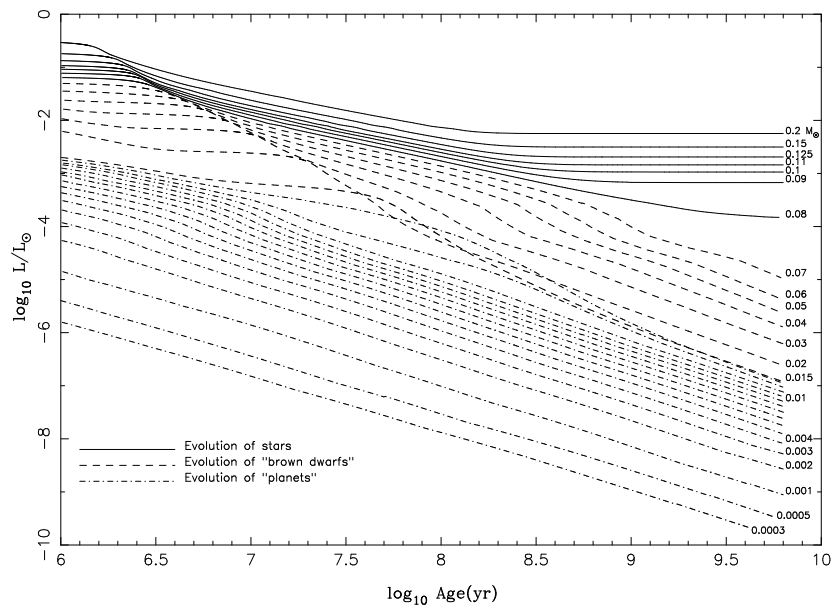


FIG. 1.12 – Évolution de la luminosité (en  $L_\odot$ ) d'étoiles de type M et d'objets sub-stellaires de différentes masses en fonction du temps après leur formation. Les masses sont données en  $M_\odot$ . Les trois dernières courbes correspondent à la masse de Jupiter, à la moitié de la masse de Jupiter et à la masse de Saturne (figure tirée de [Burrows et al. 1997](#)).

deutérium, une masse au moins égale à  $13 M_{Jup}$  étant nécessaire. En utilisant cette propriété on peut donc considérer que la limite entre les naines brunes et les planètes géantes se situe environ à cette limite de masse ([Burrows et al. 1997](#); [Chabrier et al. 2000a](#)). Mais comme nous l'avons déjà évoqué dans la Section 1.3.1 cette définition est très certainement incomplète sans prise en compte des processus de formation.



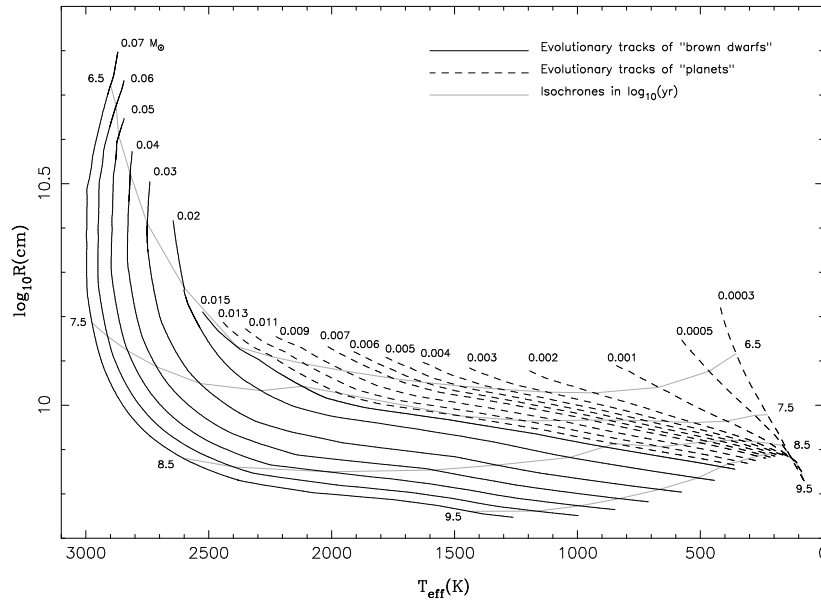


FIG. 1.13 – Rayon en fonction de la température effective ( $T_{\text{eff}}$ , en K) pour des objets de différentes masses (en  $M_{\odot}$ ), avec  $T_{\text{eff}}$  décroissante vers la droite. Les isochrones en pointillés sont indiquées en logarithme du nombre d'années (figure tirée de [Burrows et al. 1997](#)).

Une seconde manière de voir la différence entre étoiles, naines brunes et planètes est de regarder leur luminosité intrinsèque au cours du temps. La Figure 1.12 donne la luminosité théorique ([Burrows et al. 1997](#)) d'étoiles de type spectral M et d'objets de masse sub-stellaire en fonction du temps. On distingue clairement deux régimes. Le premier correspond aux étoiles qui atteignent un long équilibre durant lequel la tendance de l'étoile à se comprimer est compensée par la fusion de l'hydrogène. Et le second correspond aux naines brunes et aux planètes géantes qui n'atteignent jamais cet état d'équilibre malgré la fusion du deutérium pour les plus massives. Ces objets se contractent inexorablement avec le temps, leur luminosité diminuant d'autant. Sur la Figure 1.12, les courbes qui se croisent correspondent à la fusion du deutérium qui se produit plus tard pour les plus petites naines brunes, les rendant ainsi plus lumineuses que des naines brunes plus massives pendant une courte période. Le régime des planètes correspond aux objets qui ne brûlent jamais de deutérium, et dont les courbes de luminosité diminuent constamment. L'évolution du rayon avec la température effective<sup>2</sup> ( $T_{\text{eff}}$ ) pour des objets sub-stellaires de différentes masses est représentée sur la Figure 1.13, avec les isochrones indiquées en pointillés. Cette figure montre principalement que le rayon des naines brunes et des planètes ne fait que diminuer au cours du temps, ce qui correspond à la contraction de l'enveloppe gazeuse qui n'est compensé par aucun processus de fusion stable dans le temps. Après une évolution de 100 Man, le rayon de la plupart de ces objets serait compris entre  $0.7 R_{\text{Jup}}$  et  $1.39 R_{\text{Jup}}$ . Les  $T_{\text{eff}}$  s'échelonnent entre 3000 K pour des objets jeunes ( $\sim 10$  Man) et massifs à seulement 100 K pour un objet âgé (5 Gan) de masse jovienne.

Les naines brunes et les planètes sont donc des objets à la physique interne très similaire qui ont comme principale caractéristique d'avoir un rayonnement propre qui diminue avec le temps. Les objets les plus massifs vont parvenir à atteindre une température dans leur cœur suffisamment importante pour brûler du deutérium pendant quelques millions d'années, mais ils n'atteindront jamais l'état d'équilibre propre aux étoiles de la séquence principale, et finiront inexorablement

<sup>2</sup>La température effective correspond à la quantité  $T_{\text{eff}}$  homogène à une température qui satisfait la relation  $E_{\text{tot}} = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$  où  $E_{\text{tot}}$  est la totalité d'énergie rayonnée par l'objet,  $R$  est le rayon de l'objet supposé sphérique et  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann.



par se contracter et diminuer en luminosité. En terme de luminosité intrinsèque, on constate qu'ils sont d'autant plus lumineux qu'ils sont jeunes, ce qui va faire de l'âge un paramètre important pour la recherche des planètes par imagerie directe : entre 1 Man et 100 Man, la luminosité des objets de masse planétaire peut perdre jusqu'à deux ordres de grandeur.

### 1.4.2 Les modèles d'atmosphères

D'importants progrès technologiques et la réalisation de grands sondages ont permis la découverte de plusieurs centaines de naines brunes au début des années 2000. Ces découvertes ont mené à la définition de deux nouveaux types spectraux, les types "L" (Martin et al. 1997; Martín et al. 1999; Kirkpatrick et al. 1999) et "T" (Kirkpatrick et al. 1999) dont les températures effectives s'échelonnent entre 2200 K et 700 K. Les premières classifications des objets de type L précoce ont été largement basées sur des observations spectroscopiques dans le visible, mais celle des objets de type L tardif et T ont nécessité de se déplacer dans le domaine du proche infrarouge où le rayonnement de ces objets froids devient prépondérant (Geballe et al. 2002; Burgasser et al. 2002). Alors que les plus jeunes et les plus massives des naines brunes se classent majoritaires dans le type L précoce ou M tardif, les naines brunes plus évoluées se retrouvent principalement dans le type L tardif. Les objets de type T les plus froids ont quant à eux des propriétés qui les rapprochent de ce qu'on attend pour des planètes géantes à grande séparation de leur étoile (Geballe et al. 2001).

Les observations de ces objets ont rapidement été confrontées à des modèles d'étoiles de faible masse. Les modèles d'atmosphères les plus cités dans la littérature sont ceux du groupe de l'Université d'Arizona à Tucson (voir par exemple Burrows et al. 1997), et ceux du groupe de l'ENS Lyon (voir par exemple Chabrier & Baraffe 1997). Ces modèles étant issus de la modélisation des étoiles, les paramètres qui les caractérisent sont donc les mêmes que pour les étoiles. Un modèle est contraint par 3 paramètres principaux :

- la température effective ( $T_{eff}$ ) qui correspond à l'énergie totale rayonnée par l'objet.
- la gravité de surface ( $g$ , généralement exprimée par son logarithme  $\log g$ ) qui correspond au champ de pesanteur de l'objet.
- la métallicité qui correspond à la proportion des différents éléments chimiques par rapport à l'hydrogène (H).

Les deux premiers paramètres sont particulièrement importants, et nous les retrouverons dans les chapitres suivants car ils ont une influence importante sur la luminosité de l'objet et donc sur son contraste par rapport à une étoile de la séquence principale.

Le détail de la simulation de ces modèles dépasse largement le cadre de cette introduction, mais on peut présenter les grandes lignes de ces travaux. Du fait de contraintes physiques incontournables, tous les modèles partagent un grand nombre de similitudes comme leur équation d'état, mais diffèrent sur des points comme le traitement des nuages dans l'atmosphère, la convection et la conduction. Des codes de simulation comme PHOENIX (voir par exemple Hauschildt & Baron (1999) et les références qu'il contient) ont été développés dans le cadre général de la simulation des atmosphères stellaires et adaptés aux objets froids de type naines brunes et planètes géantes en utilisant quelques hypothèses comme l'équilibre thermodynamique local, l'équilibre hydrostatique et la conservation des flux à chaque niveau. Cependant de nombreuses complications proviennent de la nécessité de prendre en compte les phénomènes de convection dans des milieux optiquement fins. De plus l'apparition de molécules et de condensats dans les atmosphères à mesure que la température diminue représente une difficulté majeure dans les modèles. Deux modèles limites ont été décrits par Allard et al. (2001) où l'on suppose soit que les grains de poussière sont restés en suspension à l'emplacement de leur formation (modèles DUSTY), soit qu'ils se sont déplacés

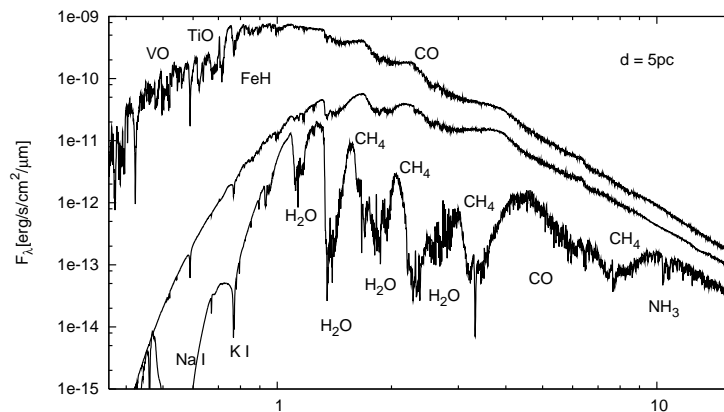


FIG. 1.14 – Modèles de spectres pour une étoile de très faible masse (haut :  $T_{eff} = 3500$  K, peu de poussières formées), une jeune naine brune (milieu :  $T_{eff} = 1800$  K, opacité des poussières incluse) et d'une vieille naine brune (bas :  $T_{eff} = 1000$  K, sans opacité des poussières). Les plus importantes bandes d'absorption sont indiquées (figure tirée de [Homeier et al. 2005](#))

dans les couches basses de l'atmosphère sous l'action de la gravité emportant avec eux certains éléments, et ne contribuent donc pas à l'opacité de l'atmosphère (modèles COND). L'opacité des poussières et des différentes molécules est prise en compte à partir de catalogues donnant l'opacité des principaux éléments présents dans les atmosphères ([Alexander et al. 2003](#)). Dans le cas des modèles DUSTY, les grains de poussières sont traités en utilisant le formalisme de la diffusion de Mie pour des grains sphériques. Cette description illustre principalement l'approche utilisée par le groupe de l'ENS Lyon, mais l'approche du groupe de Tucson est relativement similaire et une description peut être trouvée dans ([Burrows et al. 2006](#)) et les références qu'il contient.

Les résultats de ces travaux montrent que le passage des étoiles de plus faible masse de la séquence principale aux objets sub-stellaires de plus basses  $T_{eff}$  est caractérisé par l'apparition de poussière dans l'atmosphère qui va dominer les objets de type L précoce, résultant en un fort rougissement des couleurs en bandes J, H et K. Le passage des objets de type L tardif à T se caractérise par une progressive disparition de la poussière et d'un renforcement de l'absorption de la vapeur d'eau (H<sub>2</sub>O) et l'apparition du méthane (CH<sub>4</sub>). La transition L/T est maintenant définie par l'apparition de la bande d'absorption du méthane à  $1.6 \mu\text{m}$  ([Geballe et al. 2002](#); [Burgasser et al. 2002](#)). Puis à mesure que  $T_{eff}$  diminue encore, l'élargissement des bandes d'absorption moléculaires entraînent une diminution du flux aux longueurs d'onde supérieures à  $3 \mu\text{m}$ . La Figure 1.14 illustre ces effets en présentant les modèles de spectre d'une étoile de très faible masse ( $T_{eff} = 3500$  K), d'une jeune naine brune ( $T_{eff} = 1800$  K) et d'une naine brune plus âgée ( $T_{eff} = 1000$  K). Au-dessous de  $1700$  K, les condensats se forment dans des couches plus basses de l'atmosphère, affectant beaucoup moins le spectre et renforçant l'effet des bandes d'absorption moléculaire comme on peut le voir sur le spectre de la naine brune plus âgée.

La tendance actuelle des modèles est à une meilleure modélisation des nuages de poussière et de leur évolution lorsque  $T_{eff}$  diminue, de manière à mieux reproduire la transition entre les types spectraux L et T. Cette modélisation est un exercice difficile car la présence de poussière en suspension dans l'atmosphère est un équilibre entre la sédimentation des grains dans des couches basses de l'atmosphère par gravitation, la convection en direction du haut de l'atmosphère et l'efficacité des phénomènes de condensation et de croissance des grains de poussières. Les travaux les plus récents parviennent à une relativement bonne reproduction des spectres observés ([Burrows et al. 2006](#)) mais ne parviennent pas encore à une représentation de tous les spectres avec un unique jeu de paramètres. De plus, la multitude des approches théoriques pour la modélisation des

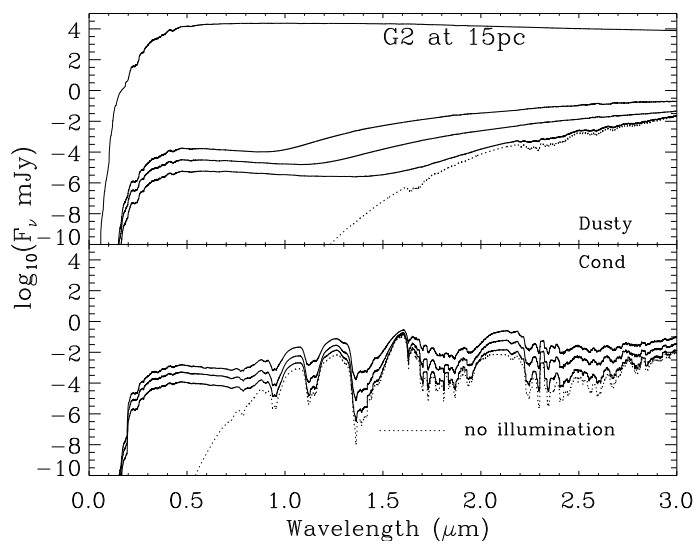


FIG. 1.15 – Modèles de spectres DUSTY et COND ( $T_{\text{eff}} = 500$  K,  $\log g = 3.5$ ) irradiés pour une planète située à 0.3 UA, 0.5 UA, 1.0 UA d’une étoile de type G2V ou bien isolée (pointillés). Les flux sont calculés pour un système à une distance de 15 pc (figure tirée de [Barman et al. 2001](#)).

nuages de poussière rend difficile la comparaison de tous les résultats (voir [Helling et al. \(2008\)](#) pour une synthèse des différents modèles). Un autre problème qui touche tous les modèles est la prise en compte des conditions initiales dans les modèles d’évolution. Il est en effet généralement admis que ces conditions initiales n’ont pas d’importance car elles s’effacent rapidement (en quelques Man) durant l’évolution de la planète. Cependant des études récentes semblent montrer que ce n’est pas le cas, et que le flux intrinsèque des objets jeunes pourrait être considérablement surestimé lorsque les conditions initiales ne sont pas prises en compte ([Marley et al. 2007](#)).

La modélisation des objets ayant une température effective plus basse que 700 K n’est pas affectée par les problèmes de condensation et de nuages de poussières ([Allard et al. 2001](#); [Burrows et al. 2003](#)). Ces objets ont des masses de l’ordre de 1 à 20  $M_{\text{Jup}}$ , ce qui les place dans la gamme des planètes géantes gazeuses, bien que la physique de ces objets s’applique aussi bien aux naines brunes qu’aux planètes géantes. Les températures effectives de ces objets s’étendent de  $\sim 800$  K à moins de 100 K. Dans ces gammes de température, les spectres sont dominées par la vapeur d’eau, le méthane et l’ammoniaque ( $\text{NH}_3$ ). Pour les plus basses températures, [Burrows et al. \(2003\)](#) ont même étudié l’influence de la formation de nuage de cristaux de glace. Bien qu’aucun objet de cette classe n’ait été directement détecté sous forme de naine brune ou de planète géante en orbite à large séparation de son étoile, des tentatives de classification spectrale ont déjà été proposées.

### 1.4.3 Irradiation et lumière réfléchie

[Sudarsky et al. \(2000, 2003\)](#) ont travaillé plus particulièrement sur le cas de planètes géantes gazeuses orbitant à plus ou moins grande distance de leur étoile. Ils ont proposé 5 grandes classes de planètes correspondant respectivement à  $T_{\text{eff}} \lesssim 150$  K,  $150 \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 350$  K,  $350 \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 900$  K,  $900 \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 1500$  K et  $T_{\text{eff}} \gtrsim 1500$  K. Cette classification tient compte non seulement de la  $T_{\text{eff}}$  de ces objets, mais également de leur séparation avec leur étoile qui va avoir une influence très importante sur le spectre pour les “Jupiter chauds”. En effet, le rayonnement intense de l’étoile modifie

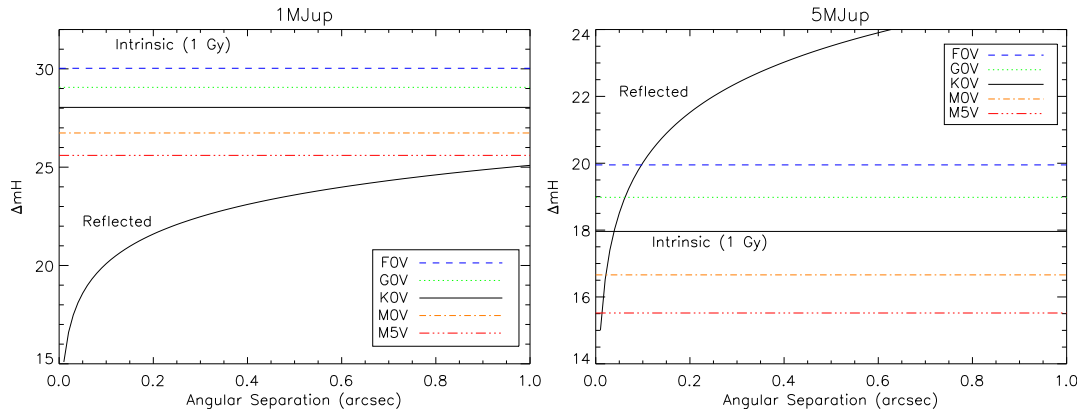


FIG. 1.16 – Différence de flux en bande H entre les niveaux de lumière intrinsèque et de lumière réfléchi en bande H pour des planètes de  $5 M_{\text{Jup}}$  et  $1 M_{\text{Jup}}$  pour un rayon de  $1 R_{\text{Jup}}$  par rapport à des étoiles de différentes magnitudes à une distance de 10 pc (figure tirée de Moutou et al. 2006a).

de manière importante le spectre des planètes orbitant à quelques fractions d'UA (Figure 1.15). La prise en compte de l'irradiation de la planète par son étoile revêt un aspect important car elle modifie de manière importante les processus chimiques à l'œuvre au sein de l'atmosphère (Barman et al. 2001; Burrows et al. 2008). Ces modélisations sont particulièrement adaptées pour analyser les résultats des premières tentatives de spectroscopie en transit qui ont été effectuées pour des planètes à très petite période orbitale.

Le travail de Sudarsky et al. (2000) revêt également une importance capitale dans l'étude de l'albédo des planètes géantes gazeuses. En effet, la composition de l'atmosphère de ces objets joue non seulement un rôle sur le spectre de la lumière émise, mais également sur la lumière de leur étoile qu'elles réfléchissent. La quantité de lumière réfléchi dépend principalement de la distance entre l'étoile et la planète, modulée par l'angle de phase, et du rayon de la planète. La quantité de lumière émise par l'étoile joue bien évidemment un rôle crucial, ce qui entraîne une quantité de lumière réfléchi plus importante dans le domaine visible. De plus la lumière réfléchi peut être fortement polarisée (Stam 2004). Ces effets sont particulièrement important pour les planètes de type "Jupiter chaud" qui orbitent à très petite distance de leur étoile et sont donc soumises à un flux intense.

La Figure 1.16 présente la différence de magnitude entre les niveaux de lumière intrinsèque et de lumière réfléchi en bande H pour des planètes de  $5 M_{\text{Jup}}$  et  $1 M_{\text{Jup}}$  par rapport à des étoiles de différentes magnitudes. On constate que la contribution de la lumière réfléchi diminue rapidement avec la séparation orbitale : à  $0.1''$  la différence de magnitude entre l'étoile et le niveau de lumière réfléchi atteint près de 20 mag, ce qui la rend impossible à mesurer avec les instruments actuels. Cependant les résultats de Marley et al. (2007) semblent montrer que la prise en compte des processus de formation par accrétion de cœur donnent des planètes ayant un rayonnement intrinsèque bien plus faible qu'avec les modèles classiques, et donc cet écart avec la lumière réfléchi pourrait en réalité être moins important.

#### 1.4.4 Conclusion sur les modèles d'atmosphère

Les modèles d'atmosphères des objets de faible masse fait l'objet de recherches actives, en particulier depuis la découverte des premières exoplanètes. On vient de voir que les modèles actuels incluent de nombreux effets physiques qui permettent de rendre compte des premières mesures de composition des atmosphères d'exoplanètes faites par spectroscopie en transit ou par imagerie

directe. Cependant, ces modèles contiennent encore beaucoup d'incertitudes, comme par exemple la prise en compte de l'effet des nuages de poussière ou des conditions initiales. L'arrivée d'instruments dédiés à l'imagerie directe devrait permettre d'augmenter l'échantillon des mesures de composition, et ainsi de mieux contraindre les modèles.

L'étude des modèles d'atmosphère actuels permet cependant de mettre en avant quelques propriétés intéressantes pour la détection directe d'exoplanètes. Comme nous le verrons dans le Chapitre 2, elles vont s'avérer utiles pour fixer les objectifs que les instruments d'imagerie directe doivent atteindre. Le principal résultat est la nécessité d'observer dans le proche infrarouge (bandes Y, J, H, K, L et M) où le rayonnement des objets froids est prédominant, ce qui diminue leur contraste par rapport à l'étoile. Ce domaine spectral sera donc à privilégier, en tenant en compte des facteurs limitant pour l'observation depuis le sol comme le rayonnement intrinsèque du ciel qui va fortement diminuer les capacités de détection au-delà de  $2.3 \mu\text{m}$ . Pour la détection de la lumière réfléchie, c'est le domaine visible qui sera privilégié compte tenu du rayonnement stellaire plus abondant dans cette gamme de longueurs d'onde. La présence de grandes bandes d'absorption moléculaires causées par  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CH}_4$  dans le spectre des objets les plus froids vont également s'avérer utiles pour la détection comme nous le verrons dans le Chapitre 3.

## Chapitre 2

# Développement de l'imagerie directe

LES méthodes de détection que nous avons présentées dans le chapitre précédent ont toutes différents avantages, inconvénients, difficultés et biais. Nous allons maintenant étudier en détail ce que propose l'imagerie directe par rapport aux autres méthodes, et les difficultés qui lui sont spécifiques. Nous allons utiliser les caractéristiques principales des atmosphères des exoplanètes qui ont été présentées afin de définir les besoins scientifiques de l'imagerie directe, les moyens d'y répondre et les limitations qui lui sont associées. Enfin, nous présenterons le projet de l'instrument SPHERE pour le VLT qui va constituer dans les années à venir le principal instrument européen dédié à la recherche d'exoplanètes par imagerie directe. Nous étudierons en particulier IRDIS, le spectro-imageur infrarouge de SPHERE qui fait l'objet de mon travail de thèse.

### 2.1 L'imagerie directe en pratique

#### 2.1.1 Apports de l'imagerie directe

Les méthodes actuelles de détection des exoplanètes ont permis de grandes avancées sur la compréhension des systèmes planétaires, en particulier grâce au grand nombre de systèmes découverts qui est statistiquement valable pour dégager de grandes tendances. L'imagerie directe va venir compléter idéalement les détections obtenues avec les méthodes de détection existantes.

Tout d'abord, l'imagerie directe va permettre de sonder des périodes orbitales beaucoup plus grandes que celles actuellement accessibles aux autres méthodes, et ainsi venir peupler l'échantillon des planètes à des séparations orbitales de 10 UA ou plus. Afin de confirmer le lien gravitationnel entre un candidat planète et son étoile, toute détection va en nécessiter une seconde pour vérifier que le candidat planète se déplace bien avec son étoile par rapport aux étoiles de fond. S'il s'agit bien d'un objet lié gravitationnellement à l'étoile, et pour des observations séparées d'une suffisamment longue période il peut même être possible de mesurer le mouvement de l'objet sur son orbite (un exemple de détermination de l'orbite par imagerie directe peut être trouvé dans [Marois et al. \(2008b\)](#) pour les trois planètes du système HR 8799). De plus, une mesure précise de l'orbite sur une longue base de temps devrait permettre de déterminer l'angle  $i$  entre l'axe de visée et la perpendiculaire au plan orbital. Dans les systèmes multiples, la mesure de  $i$  permettra de savoir si toutes les planètes se trouvent dans un même plan orbital, information essentielle pour les théories de formations planétaires.

L'imagerie directe n'est en théorie pas affectée par l'activité de l'étoile, ce qui permet de rechercher des objets non seulement autour des étoiles déjà surveillées par les méthodes classiques de détection (F, G, K et M de la séquence principale), mais également autour d'étoiles jeunes et très

actives où d'après les théories de formations planétaires on s'attend à pouvoir trouver des jeunes planètes. Cet aspect est d'autant plus important que d'après les modèles d'exoplanètes, les objets jeunes sont les plus brillants, et donc les plus susceptibles d'être détectés. De plus, il semble qu'il y ait une corrélation entre la masse des étoiles et la masse des planètes qu'elles abritent comme nous l'avons vu dans la Section 1.3.3. L'imagerie directe va donc permettre de sonder l'entourage des étoiles très massives qui sont pour le moment encore peu étudiées avec les autres méthodes.

Enfin, l'apport principal de l'imagerie directe est la mesure du flux intrinsèque des exoplanètes qui va permettre de confronter les modèles d'atmosphère à l'observation. Les mesures actuellement effectuées par spectroscopie en transit concernent des objets fortement irradiés par leur étoile. L'imagerie directe va venir compléter ces mesures dans un régime complètement différent où l'irradiation est négligeable. La spectroscopie va fournir la distribution d'énergie spectrale qui reflète la présence de molécules dans l'atmosphère et les propriétés physiques comme la présence de nuages de poussière qui est un aspect encore mal pris en compte dans les modèles. De plus, la mesure du flux de planètes à différentes  $T_{eff}$  et à différents stades de leur évolution va permettre d'apporter des contraintes sur les modèles d'évolution de ces objets et sur les théories de formation planétaire. En particulier, une meilleure connaissance des conditions initiales qui sont largement éludées dans les modèles actuels, mais qui sont susceptibles de jouer un rôle important sur la luminosité des objets jusqu'à des âges avancés (Marley et al. 2007). Enfin, la mesure de la polarisation de la lumière réfléchiée par ces objets, en particulier dans le domaine visible où le rayonnement intrinsèque est moins important va également apporter des contraintes sur les modèles.

## 2.1.2 Besoins scientifiques de l'imagerie directe

L'étude des systèmes connus par les autres méthodes et des modèles théoriques d'atmosphères des planètes géantes gazeuses va orienter les choix instrumentaux pour l'imagerie directe. On sait en particulier grâce à l'exemple de notre Système Solaire, aux premières détections avec des instruments existants et aux modèles que la découverte de planètes passe par la détection d'objets extrêmement peu lumineux par rapport à leur étoile à des séparations angulaires *a priori* très faibles. Les éléments clés pour l'imagerie directe sont donc :

- *Le haut contraste.* Même dans un système relativement jeune ( $\sim 100$  Ma), le contraste entre un objet de  $\sim 1 M_{Jup}$  ( $T_{eff} \approx 300$  K, modèles COND) et une étoile de type solaire est de l'ordre de  $\sim 18$  mag en bande H (soit un contraste de  $6.3 \times 10^{-8}$ ). Il est donc nécessaire d'être capable d'atteindre de telles différences de magnitude, par la combinaison d'optiques dédiées au sein de l'instrument et de méthodes d'analyse des données *a posteriori*.
- *La haute résolution angulaire.* 90% des planètes connues jusqu'à maintenant sont à une séparation angulaire inférieure à  $0.1''$  vu depuis la Terre. Afin de bien compléter les résultats obtenus avec les autres méthodes, il est nécessaire de pouvoir sonder les régions environnant les étoiles jusqu'à une séparation de  $0.1''$ .
- *La couverture spectrale.* Comme on l'a dans la Section 1.4.2, le rayonnement intrinsèque des objets de masse sub-stellaire est majoritaire dans le proche infrarouge. L'imagerie directe se fera donc préférentiellement dans des longueurs d'onde comprises dans l'intervalle spectral  $0.95 - 2.5 \mu m$ . Dans ce domaine, les atmosphères des planètes géantes gazeuses les plus froides sont largement dominées par les bandes d'absorption moléculaires de l'eau et du méthane en bandes J et H. La bande K se révèle intéressante pour les planètes les plus chaudes ( $T_{eff} \gtrsim 1500$  K). En se basant sur les exemples de notre Système Solaire, le domaine visible peut également se révéler intéressant pour la détection par polarimétrie. Les



longueurs d'onde supérieures à  $2.5 \mu\text{m}$  sont largement dominées par le flux du ciel, et il est nécessaire de faire un compromis entre couverture spectrale et résolution angulaire.

- *Le champ de vue.* Le champ de vue couvert doit être de plusieurs secondes d'arc en rayon pour couvrir des systèmes planétaires à très grande période qui échappent pour le moment aux autres méthodes de détection.
- *L'astrométrie.* Il est nécessaire de pouvoir discriminer des objets du fond d'un objet gravitationnellement lié à une étoile sur une échelle de temps de l'ordre de quelques mois. Sur une échelle de temps plus longue (quelques années), il est aussi nécessaire de pouvoir distinguer le mouvement d'une planète le long de son orbite. Une précision relative de l'ordre de quelques millisecondes d'arc est nécessaire.

### 2.1.3 Haut contraste et haute résolution angulaire

Les deux principaux besoins pour la recherche d'exoplanètes par imagerie directe sont le haut contraste et la haute résolution angulaire. Leur combinaison va permettre de détecter des objets dont le signal est extrêmement faible par rapport à l'étoile et à très petite séparation angulaire. Ces deux aspects sont fortement liés et ne peuvent être dissociés dans la conception d'un système d'imagerie directe pour la détection d'exoplanètes. Ils passent par deux techniques couramment utilisées en astronomie mais qui sont poussées dans leurs limites pour l'imagerie directe : l'optique adaptative et la coronagraphie.

#### L'optique adaptative

La résolution angulaire théorique d'un télescope parfait ayant une pupille circulaire de diamètre  $D_{\text{Tel}}$  est donnée par le critère de Rayleigh :

$$\theta_{\text{Tel}} \sim 1.22 \frac{\lambda}{D_{\text{Tel}}} \quad (2.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'observation. Mais les télescopes au sol sont intrinsèquement limités par la turbulence atmosphérique qui dégrade le front d'onde de la lumière lors de la propagation dans l'atmosphère. Cette dégradation va entraîner un brouillage de l'image de l'étoile au foyer du télescope. On utilise en général des mesures de *seeing* comme paramètre pour évaluer la turbulence atmosphérique, exprimé en secondes d'arc, qui mesure l'étalement de l'image de l'étoile en l'absence de toute correction. On peut écrire le *seeing* sous la forme :

$$\theta_{\text{seeing}} \sim \frac{\lambda}{r_0} \quad (2.2)$$

où  $r_0$  est appelé le paramètre de Fried, qui peut être interprété comme le rayon d'une ouverture circulaire à l'intérieur de laquelle le front d'onde est cohérent. La valeur de  $r_0$  est en général très petite devant  $D_{\text{Tel}}$  (entre 60 et 100 cm dans les meilleurs sites astronomiques dans l'infrarouge). Des télescopes de plusieurs mètres de diamètres se retrouvent donc avec la même résolution angulaire que des télescopes de quelques dizaines de centimètres de diamètre.

Pour pallier à cette perte de résolution, on utilise des systèmes d'Optique Adaptative (OA) (Rodier 1999) qui permettent d'obtenir en permanence des images corrigées de l'influence de la



turbulence atmosphérique, et donc proches de la limite de diffraction de l'instrument. Le principe de l'OA est de mesurer à des fréquences de plusieurs centaines de Hertz les perturbations du front d'onde causées par la turbulence avec un analyseur de surface d'onde (ASO), et à les corriger en appliquant une perturbation inverse à celle mesurée sur un miroir déformable (MD) situé dans le chemin optique. Cette méthode avait été évoquée dans les années 1950 (Babcock 1953), mais les technologies nécessaires à sa mise en pratique n'étaient pas suffisamment avancées, et il a fallu attendre la fin des années 1970 pour voir apparaître les premiers systèmes (Hardy et al. 1977), principalement dans le cadre d'applications militaires aux États-Unis.

En France le premier système d'OA dédié à l'astronomie, COME-ON, a été mis au point à la fin des 1980 et a permis d'obtenir les premières images d'une étoile limitées par la diffraction d'objets astronomiques sur le télescope de 1.93 m de l'Observatoire de Haute-Provence (Rousset et al. 1990). Le système a ensuite été testé (Rigaut et al. 1991) sur le télescope de 3.6 m à l'observatoire ESO-La Silla avant de devenir un instrument permanent sur ce télescope, ADONIS. COME-ON a été le point de départ des systèmes qui équipent actuellement tous les grands télescopes. Côté européen, on peut citer en particulier NAOS installé en 2001 sur le VLT (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003) et qui a permis d'obtenir la première image d'une exoplanète par imagerie directe (Chauvin et al. 2004). Ces premiers systèmes d'OA "classique" ont depuis donné naissance de nouveaux concepts répondant à des besoins spécifiques comme l'OA *Ground Layer* (GLAO), l'OA multi-conjuguée (MCAO, pour *Multi-Conjugate Adaptive Optics*), l'OA multi-objet (MOAO, pour *Multi-Object Adaptive Optics*) ou l'OA solaire que nous ne détaillerons pas ici.

Les systèmes d'OA classiques ne sont cependant pas capables de fournir des images parfaitement corrigées de la turbulence. En effet, l'ASO échantillonne spatialement le front d'onde avec une résolution plus ou moins grande suivant la conception du système, et la reconstruction du front d'onde et son application sur le MD ne sont pas instantanées. Un système d'OA agit donc comme un filtre spatio-temporel qui corrige principalement les basses fréquences spatiales et temporelles de la turbulence atmosphérique. Le nombre linéaire  $N_{\text{act}}$  d'actuateurs du miroir déformable couvrant le diamètre de la pupille va définir les fréquences spatiales que le système d'OA peut corriger, et donc le rayon de la zone corrigée par l'OA dans les images :

$$R_{\text{OA}} = \frac{N_{\text{act}}}{2} \frac{\lambda}{D_{\text{Tel}}} \quad (2.3)$$

pour un télescope de diamètre  $D_{\text{Tel}}$  utilisé à une longueur d'onde  $\lambda$ . Les systèmes d'OA en exploitation sur les grands télescopes au début des années 2000 ont tous entre 5 et 20 actionneurs sur la pupille, et fournissent donc une excellente correction des basses fréquences spatiales. La prochaine génération d'OA à hauts ordres qui va être utilisée principalement pour la recherche d'exoplanètes (Angel 1994; Stahl & Sandler 1995; Langlois 2001) va porter ce nombre à  $\sim 40$  pour les télescopes de la classe des 8 – 10 m, ce qui représente un saut en terme de performances de correction. La qualité de cette correction dans les systèmes d'OA est en général mesurée à l'aide du rapport de Strehl qui est le rapport de l'intensité maximale au centre de la PSF<sup>1</sup> en présence d'aberrations et de l'intensité maximale de la PSF idéale du télescope. Pour de petites aberrations (approximation de Maréchal), le rapport de Strehl monochromatique peut être approximé par :

$$S = e^{-(\frac{2\pi}{\lambda} \sigma_{\text{wf}})^2} \quad (2.4)$$

<sup>1</sup>La PSF, pour *Point Spread Function*, ou Fonction d'Étalement de Point en français, représente la réponse d'un système optique à un point source à l'infini.

où  $\sigma_{wf}$  est l'écart type des erreurs du front d'onde. Pour les systèmes d'OA classiques, le rapport de Strehl dans l'infrarouge peut atteindre entre 40 et 60% (voir par exemple [Clenet et al. \(2004\)](#) pour l'instrument NACO sur le VLT), alors que les systèmes à hauts ordres vont permettre d'atteindre de manière courante des rapports de Strehl supérieurs à 90% ([Fusco et al. 2006](#); [Aller-Carpentier et al. 2008](#)) dans le proche infrarouge.

## La coronographie

Combinée à l'OA, la coronographie est le principal moyen d'atteindre les hauts contrastes nécessaires à la détection d'exoplanètes. Cette technique est apparue dans les années 1930 sous l'impulsion de l'étude de la couronne solaire par Bernard Lyot ([Lyot 1933](#)). Lyot développa un instrument permettant de masquer le disque solaire et ainsi révéler la couronne qui est plusieurs millions de fois moins lumineuse. Le principe de son coronographe est simple : un masque coronographique opaque couvrant exactement le disque du Soleil est placé dans un plan focal et un diaphragme de taille légèrement inférieure à celle de la pupille dans un plan en aval du masque coronographique. Ce diaphragme est nécessaire car la diffraction de la lumière par le masque coronographique va produire des oscillations dans le plan de la pupille et diminuer l'atténuation du coronographe. Initialement développé pour le Soleil par Lyot, le concept du coronographe a ensuite été adapté aux sources ponctuelles comme les étoiles.

Depuis l'invention du coronographe de Lyot, de nombreux autres types de coronographes ont été imaginés, principalement durant les 15 dernières années. Les coronographes utilisant des masques dans le plan focal qui suivent le concept original de Lyot ont donné naissance à une grande famille. Tout d'abord on peut citer les évolutions directes du coronographe de Lyot utilisant l'apodisation ([Aime et al. 2001, 2002](#); [Soummer et al. 2003a](#); [Aime 2005a](#); [Soummer 2005](#)) et permettant d'avoir recours à des masques beaucoup plus petits. L'autre grande évolution concerne l'utilisation de masques de phase qui vont permettre d'améliorer la zone minimale à laquelle le coronographe va atténuer le signal de l'étoile par interférences destructives sans atténuer significativement le signal d'un compagnon<sup>2</sup>. Le concept original de [Roddir & Roddir \(1997\)](#) propose l'utilisation d'un masque circulaire déphasant de  $\pi$  radians et de taille environ égale à la moitié du pic central de la PSF, mais il souffre de défauts importants liés au chromatisme du déphasage du masque et de la taille de la PSF. De nombreuses améliorations ont été apportées au concept original ([Rouan et al. 2000](#); [Soummer et al. 2003b](#); [Mawet et al. 2005](#); [Palacios 2005](#)). En particulier on peut citer le coronographe 4QPM ([Rouan et al. 2000](#)), *4 quadrant phase mask*, qui résout le problème de chromatisme de la taille de la PSF en adoptant une géométrie à quatre quadrants : deux quadrants opposés déphasent de  $\pi$ , et les deux autres quadrants opposés n'introduisent pas de déphasage. Le chromatisme de phase du 4QPM peut quant à lui être minimisé sur certaines gammes de longueur d'onde par l'utilisation de matériaux biréfringents pour le déphasage ([Mawet et al. 2006](#)). Cependant ce type de coronographe est très sensible au centrage de l'étoile et à l'obstruction centrale, même si des solutions sont envisageables ([Lloyd et al. 2003](#); [Boccaletti et al. 2004](#)).

Le concept d'apodisation introduit par [Jacquinot & Roizen-Dossier \(1964\)](#) permet non pas d'atténuer le signal cohérent de l'étoile centrale (la PSF), mais de lisser les anneaux d'Airy afin d'augmenter le contraste dans les zones de recherche d'un compagnon. Ce lissage peut être obtenu de différentes façons : par modification de la forme de la pupille ou par sa binarisation ([Kasdin et al. 2003](#); [Vanderbei et al. 2003a,b, 2004](#); [Aime 2005b](#)), en la rendant continue ou en la lissant ([Nisenson & Papaliolios 2001](#); [Gonsalves & Nisenson 2003](#); [Aime 2005b](#)), ou encore par "remapping" ([Guyon 2003](#); [Traub & Vanderbei 2003](#)). L'apodisation de la pupille peut être utilisée seule

<sup>2</sup>La taille angulaire de cette zone est généralement notée *Inner-Working Angle* (IWA) dans la littérature.

ou combinée avec l'utilisation d'un masque coronographique dans le plan focal afin de bénéficier des deux concepts : atténuation du pic central de la PSF et diminution de l'intensité des anneaux d'Airy (N'Diaye et al. 2008).

L'utilisation combinée de l'optique adaptative, qui fournit une PSF stellaire très stable dans le temps et très proche de la PSF théorique d'un télescope, et d'un coronographe, qui va en théorie supprimer la figure de diffraction cohérente de l'étoile ou l'atténuer d'un facteur important, va permettre d'obtenir la haute résolution angulaire et le haut contraste nécessaires à la recherche de compagnons de faible luminosité autour des étoiles proches. Mais comme nous allons le voir dans la section suivante ce type d'imagerie n'est pas dénuée de difficultés qui vont en limiter les performances.

#### 2.1.4 Limitations en imagerie à haut contraste

Les images obtenues à travers l'atmosphère en l'absence de correction par une optique adaptative sont limitées par la turbulence atmosphérique qui va introduire des aberrations sur le front d'onde. Ces défauts de phase aléatoires vont créer dans le plan focal du détecteur des *speckles* (ou tavelures en français) correspondant aux interférences constructives entre les différentes parties du front d'onde. Nous allons détailler l'origine et l'effet de ces speckles dans le cas d'image courte pose selon l'approche de Racine et al. (1999).

Considérons une sous-pupille circulaire de diamètre  $r_0$  sur un front d'onde dégradé par la turbulence atmosphérique. Puisque la cohérence de la phase est conservée dans cette sous-pupille de diamètre  $r_0$ , elle produit dans le plan image une PSF de largeur  $\sim \lambda/r_0$  imposée par la diffraction. Si maintenant on considère deux sous-pupilles ayant la même phase et séparées d'une distance  $D$ , on forme un interféromètre à 2 ondes qui va produire un réseau de franges d'interférences perpendiculaire à l'axe joignant les deux sous-pupilles, de largeur  $\sim \lambda/D$  et modulé par le motif de diffraction des sous-pupilles (une tache d'Airy dans le cas d'une sous-pupille circulaire). La variation aléatoire de phase entre ces deux sous-pupilles cohérentes va faire ce déplacer le réseau de franges dans le motif d'interférence des sous-pupilles. Si on ne considère plus seulement 2 sous-pupilles, mais un ensemble de  $N$  sous-pupilles contenues dans une pupille de diamètre  $D$ , l'interférence de ces  $N$  sous-pupilles entre elles va produire une multitude de réseaux de franges qui interfèrent dans le plan image et qu'on observe sous la forme d'un champ de speckles brillants de largeur caractéristique  $\sim \lambda/D$ .

En présence d'un système d'optique adaptative, le motif de diffraction du télescope va être amplifié par la correction des basses fréquences spatiales du front d'onde (en particulier du *tip-tilt*). On voit alors apparaître le pic central de la PSF et les premiers anneaux d'Airy résultant de la correction du front d'onde par le système d'OA. La PSF contient alors une fraction d'énergie égale à  $S$  (rapport de Strehl), alors que le champ de speckles en contient une fraction  $1 - S$ . Pour les bonnes corrections ( $S \gtrsim 70\%$ ) on constate également la présence de speckles brillants qui semblent fixés aux anneaux d'Airy ("speckles pinnés") qui sont en fait des speckles modulés par le motif de diffraction (Bloemhof et al. 2001; Sivaramakrishnan et al. 2002; Perrin et al. 2003).

Aime & Soummer (2004) ont élaboré un modèle statistique pour les longues poses apportant un éclairage sur l'origine des speckles pinnés. Dans le cas général, l'amplitude du front d'onde peut s'écrire sous la forme de la somme de deux termes : un terme déterministe  $A$  correspondant à une onde plane parfaite et un terme aléatoire correspondant à la partie non corrigée du front d'onde :

$$\Psi_1(\eta, \xi) = [A + a(\eta, \xi)]P(\eta, \xi), \quad (2.5)$$

où  $\eta$  et  $\xi$  sont les coordonnées dans le plan pupille et  $P(\eta, \xi)$  représente la transmission de la pupille. L'amplitude complexe dans le plan focal est donnée par la transformée de Fourier de cette amplitude dans la pupille (Goodman 1968) :

$$\Psi_2(x, y) = \mathcal{F}[\Psi_1(\eta, \xi)] \quad (2.6)$$

$$= A\mathcal{F}[P(\eta, \xi)] + \mathcal{F}[a(\eta, \xi)P(\eta, \xi)] \quad (2.7)$$

$$= C(x, y) + S(x, y) \quad (2.8)$$

où  $x$  et  $y$  sont les coordonnées dans le plan focal et  $\mathcal{F}$  représente la transformée de Fourier. L'amplitude de l'onde dans le plan focal est donc la somme d'un terme déterministe  $C$  lié à la forme de la pupille en l'absence de turbulence, et d'un terme aléatoire  $S$  associé aux speckles, et dont la variance varie dans le champ.

L'intensité instantanée s'exprime comme le module au carré de l'amplitude :

$$|\Psi_2(x, y)|^2 = |C(x, y)|^2 + |S(x, y)|^2 + 2 \operatorname{Re}[C^*(x, y)S(x, y)]. \quad (2.9)$$

Le terme couplé entre  $C$  et  $S$  correspond aux speckles pinnés évoqués plus haut. L'intensité moyenne correspondant à une longue pose est égale à la somme du motif de diffraction déterministe et d'un halo produit par l'effet de moyenne des speckles :

$$\langle |\Psi_2(x, y)|^2 \rangle = |C(x, y)|^2 + \langle |S(x, y)|^2 \rangle = I_C + I_S. \quad (2.10)$$

Afin d'évaluer la variance du signal dans les images, il est nécessaire de déterminer la Fonction de Densité de Probabilité (PDF) de cette intensité  $I$ . L'expression de cette PDF a été établie par Goodman (1975) dans le cas de speckles laser sur un fond cohérent, puis appliqué par Cagigal & Canales (1998); Canales & Cagigal (1999) aux images corrigées par OA :

$$\text{PDF}(I) = \frac{1}{I_S} \exp\left(-\frac{I + I_C}{I_S}\right) I_0\left(\frac{2\sqrt{II_C}}{I_S}\right), \quad (2.11)$$

où  $I_0$  représente la fonction de Bessel modifiée de première espèce et d'ordre zéro. La variance de l'intensité dans l'image s'exprime à partir cette PDF Goodman (1975) comme :

$$\sigma_I^2 = I_S^2 + 2I_S I_C. \quad (2.12)$$

Dans les cas de faible flux, il est également nécessaire de tenir compte de la variance associée à la photodétection qui a une statistique de Poisson. La variance totale s'exprime alors comme :

$$\sigma_I^2 = I_S^2 + 2I_S I_C + I_C + I_S \quad (2.13)$$

Lors de l'utilisation d'un coronographe, dont le rôle est de soustraire l'étoile centrale et son motif de diffraction, la présence de speckles dans l'image va devenir prédominante. Aime & Soumer (2004) montrent que le paramètre intéressant est la modification de la variance du bruit par le coronographe. On peut regrouper les termes de l'Équation 2.13 en deux contributions :  $\sigma_C^2$ , qui contient les termes liés à la partie déterministe de l'onde, et  $\sigma_S^2$ , qui contient les termes uniquement liés aux speckles :

$$\sigma_I^2 = (2I_S I_C + I_C) + (I_S^2 + I_S) = \sigma_C^2 + \sigma_S^2, \quad (2.14)$$

où  $(2I_S I_C + I_C) = \sigma_C^2$  et  $(I_S^2 + I_S) = \sigma_S^2$ . Le coronographe n’agissant que sur  $C(x, y)$ , il va donc diminuer ou annuler le terme  $\sigma_C^2$ , mais le terme  $\sigma_S^2$  va rester. [Aime & Soummer \(2004\)](#) identifient deux régimes à partir de l’Équation 2.14. Si  $I_C \ll I_S$ , c’est-à-dire loin de l’axe optique ou avec un coronographe parfait, la variance se réduit à  $\sigma_S^2$ . Si au contraire  $I_C \gg I_S$ , c’est-à-dire proche de l’axe optique ou sans coronographe, la variance se réduit à  $\sigma_C^2$ . Cette approche statistique montre qu’un coronographe efficace doit réduire la contribution de  $\sigma_C^2$  au-dessous de celle de  $\sigma_S^2$  partout dans le champ. Les observations seront alors dominées par la variance du signal induit par la présence des speckles qu’on ne peut pas modifier.

Bien que le halo de speckles se moyenne avec le temps, on constate dans la pratique que l’augmentation du temps de pose avec un système d’OA sur une étoile ne diminue pas la variance du signal dans les images (c’est-à-dire le bruit) à cause de la présence de speckles très stables ([Langlois et al. 1998](#); [Macintosh et al. 2005](#); [Hinkley et al. 2007](#)). En effet, l’efficacité des systèmes d’OA permet de corriger les résidus atmosphériques jusqu’à un niveau où les aberrations instrumentales dominant. Or ces aberrations ne varient que sur de très longues échelles de temps, pouvant aller de quelques minutes à plusieurs heures. Les images à haut contraste se trouvent donc rapidement limitées par les speckles quasi-statiques brillants (parfois appelés *super speckles*) qui empêchent la détection d’objets faiblement lumineux à petite séparation angulaire d’une étoile.

[Soummer et al. \(2007\)](#) ont étendu l’approche statistique de [Aime & Soummer \(2004\)](#) pour inclure la présence de ces aberrations quasi-statiques et d’un coronographe. Ils ont montré que même en utilisant un coronographe parfait la présence d’aberrations statiques en amont du coronographe crée des speckles pinnés dans les images. En présence d’aberrations quasi-statiques qui varient avec des temps de vie plus ou moins longs, les speckles pinnés sont également présents et leur contribution est proportionnelle au rapport des temps de vie des différentes aberrations. Ce rapport pouvant être très élevé, ces résultats mettent des contraintes importantes sur la quantité d’aberrations (quasi-)statiques acceptables pour un instrument dédié à l’imagerie à haut contraste.

En présence d’un coronographe, les images deviennent donc principalement limitées par les speckles quasi-statiques qui vont diminuer la gamme dynamique accessible avec de longues observations. Mais comme nous le verrons dans les Chapitres 3 et 4, des méthodes d’analyse des données spécifiques existent pour “vaincre” ce bruit de speckles *a posteriori*.

## 2.2 Résultats en imagerie directe

### 2.2.1 Systèmes connus

Bien qu’elle soit encore en plein développement, l’imagerie directe compte déjà quelques détections de candidats exoplanètes à son actif avec les instruments actuels bénéficiant de systèmes d’OA performants et de coronographes. On peut en particulier citer NACO sur le VLT, Altair sur Gemini ou NIRC sur le Keck pour les télescopes au sol, et le HST depuis l’espace. Dans cette section et dans la suite de cette thèse, nous considérerons qu’une exoplanète est un objet de masse inférieure ou égale à  $13 M_{\text{Jup}}$  en orbite autour d’une étoile ou d’une naine brune.

Les premières détections d’objets de masse planétaire ont été faites dans le cadre de sondages sur les étoiles dans les associations jeunes à la recherche de compagnons de masse sub-stellaire. En 2004, [Chauvin et al. \(2004\)](#) ont annoncé la première détection d’un objet de masse planétaire autour d’une jeune naine brune (5 – 10 Man), 2MASSWJ 1207334-393254, rapidement confirmée

TAB. 2.1 – Systèmes planétaires connus par imagerie directe (source : exoplanet.eu).

Nom	Masse ( $M_{\text{Jup}}$ )	Rayon ( $R_{\text{Jup}}$ )	Période (an)	Sép. orbitale (UA)	Sép. angulaire ( $''$ )	Contraste (mag)
2M1207 b	8	1.5	-	46	0.88	5.7 (H)
AB Pic b	13.5	-	-	275	6.03	7.6 (H)
GQ Lup b	4 – 60	1.8	-	103	0.74	6.0 (K)
SCR 1845 b	> 8.5	-	-	> 4.5	> 1.17	3.6 (H)
UScoCTIO 108 b	14	-	-	670	4.62	2.9 (H)
1RXS J1609	8	1.7	-	330	2.22	7.8 (H)
$\beta$ Pic b	8	-	16.4	8	0.41	7.3 (L)
CT Cha b	17	2.2	-	440	2.67	6.3 (K)
Fomalhaut b	< 3	-	877	115	14.94	-
HR 8799 b	7	1.1	466	68	1.73	9.6 (H)
HR 8799 c	10	1.2	189	38	0.96	8.7 (H)
HR 8799 d	10	1.2	100	24	0.61	8.6 (H)

l'année suivante (Chauvin et al. 2005a), et dont la masse est évaluée à  $8 \pm 2 M_{\text{Jup}}$  (Mohanty et al. 2007). La même année est annoncé la présence d'un compagnon à AB Pic ayant une masse de  $13 - 14 M_{\text{Jup}}$  (Chauvin et al. 2005b), et à GQ Lup (Neuhäuser et al. 2005) avec une estimation de masse très imprécise entre 1 et  $42 M_{\text{Jup}}$  qui la situe plutôt dans le domaine de masse des naines brunes. Des tentatives d'estimation de masse seront à nouveau effectuée par plusieurs équipes sans converger vers une valeur précise :  $10 - 20 M_{\text{Jup}}$  (Marois et al. 2007),  $10 - 40 M_{\text{Jup}}$  (McElwain et al. 2007),  $4 - 36 M_{\text{Jup}}$  (Seifahrt et al. 2007) et  $8 - 60 M_{\text{Jup}}$  (Lavigne et al. 2009). L'année 2008 a été particulièrement riche en annonces avec tout d'abord celle d'un compagnon de  $17 \pm 6 M_{\text{Jup}}$  autour d'une jeune étoile T Tauri, CH Cha. Puis se succédèrent différentes annonces : un candidat planète de masse inférieure à  $3 M_{\text{Jup}}$  autour de Fomalhaut (Kalas et al. 2008), un candidat de  $8_{-2}^{+4} M_{\text{Jup}}$  autour d'une jeune étoile de type solaire (Lafrenière et al. 2008), une possible planète géante de  $8_{-2}^{+4} M_{\text{Jup}}$  autour de  $\beta$  Pic (Lagrange et al. 2009a) et d'un système triple de  $7_{-2}^{+4}$ ,  $10 \pm 3$  et  $10 \pm 3 M_{\text{Jup}}$  autour de HR 8799 (Marois et al. 2008b). L'ensemble des systèmes ayant des compagnons de masse planétaire connus par imagerie directe sont résumés dans le Tableau 2.1.

Comme on le voit, le nombre d'objets de masse planétaire détectés par imagerie directe reste inférieur à 10 mag. Cela s'explique principalement par les problèmes de contraste avec l'étoile inhérents à la recherche de ces objets. A ce jour, aucun instrument installé au foyer d'un télescope de grand diamètre (8 – 10 m) n'offre de correction par un système d'OA à hauts ordres combiné à l'utilisation de coronographes de dernière génération. Le système mis en place par le *Lyot Project* (Lloyd et al. 2003b) sur le télescope de 3.6 m AEOS de l'*US Air Force* offre ce type de correction, mais ses performances sont dépassées par des systèmes moins performants avec des méthodes d'analyse des données optimisées (cf. Chapitre 3). Les instruments actuels sont donc limités en terme de résolution angulaire et d'atténuation de l'étoile, et ne permettent donc de sonder que les régions externes des systèmes planétaires. Des sondages tels que ceux effectués par Biller et al. (2007) et Lafrenière et al. (2007) ont cependant déjà permis de tirer des conclusions statistiques grâce à leurs non-détections. En utilisant les données recueillies par Biller et al. (2007), Nielsen et al. (2008) estiment avec une certitude de 95% que au plus 20% des étoiles possèdent des planètes de masse supérieure à  $4 M_{\text{Jup}}$  entre 20 et 100 UA. De leur côté, Lafrenière et al. (2007) estiment avec une certitude de 95% que au plus 17% des étoiles abritent des planètes de masse comprise entre 0.5 et  $13 M_{\text{Jup}}$  entre 25 et 325 UA, et au plus 10% entre 50 et 220 UA.



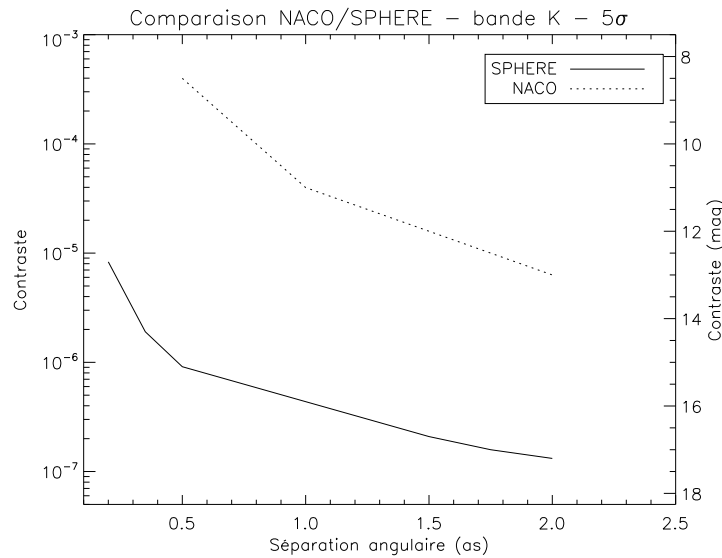


FIG. 2.1 – Comparaison des niveaux de détection  $5\text{-}\sigma$  de NACO et de SPHERE en bande Ks en fonction de la séparation angulaire (source pour NACO : Chauvin et al. 2006).

## 2.2.2 Apports des instruments à venir

La prochaine génération d'instruments spécifiquement développés pour la recherche d'exoplanètes par imagerie à haut contraste comme SPHERE sur le VLT et GPI sur Gemini (Macintosh et al. 2006) vont permettre de compléter ces études statistiques et les rendre significatives en apportant un plus grand nombre de détections. Si on compare la limite de détection attendue de SPHERE avec celle obtenues régulièrement obtenues sur NACO avec un coronographe de Lyot (Figure 2.1, en bande K), on constate immédiatement un saut important dans les performances. En particulier, la prochaine génération d'instrument sera optimisée pour l'imagerie à très petite séparation angulaire, ce qui devrait permettre d'obtenir un gain en contraste de 2 ordres de grandeur. A plus grande séparation, les améliorations seront également importantes mais moins dépendantes de la conception de l'instrument que d'autres paramètres comme la stratégie d'observation ou le temps d'observation de la source. NACO dispose d'un coronographe de Lyot de  $0.35''$  de rayon, ce qui limite la recherche de compagnons à des séparations supérieures à cette valeur, alors que SPHERE devrait pouvoir chercher jusqu'à des séparations de  $0.15''$  avec le coronographe 4QPM ou l'ALC. Ce gain en résolution angulaire est essentiellement permis grâce à l'utilisation d'un système d'OA extrême de  $40 \times 40$  actionneurs qui va permettre d'atteindre de manière courante des rapports de Strehl supérieures à 80%, alors que dans le cas de NACO les meilleurs rapports de Strehl sont de l'ordre de 60% lorsque le *seeing* est excellent (Clenet et al. 2004). De plus, la plupart des instruments actuels fonctionnent par défaut en champ stabilisé, ce qui provoque une rotation de la pupille et des speckles associés. Pour les instruments montés au foyer Cassegrain du télescope, la stabilisation de la pupille peut être obtenue en arrêtant le dérotateur de champ, mais pour les instruments comme NACO montés au foyer Nasmyth du VLT la stabilisation de la pupille nécessite une adaptation de l'instrument pour fonctionner (Kasper et al. 2009). SPHERE observera par défaut avec une stabilisation de la pupille, ce qui permettra une grande stabilité des speckles instrumentaux et permettra l'utilisation de méthodes évoluées d'analyse des données comme nous le verrons dans le chapitre suivant. Toutes ces améliorations instrumentales devraient permettre de sonder la présence de planètes géantes jusqu'à des masses proches de celle de Jupiter autour de la plupart des étoiles proches du Soleil.

## 2.3 Le projet SPHERE

### 2.3.1 Historique

Pour la seconde génération d'instruments pour le VLT à l'observatoire de Paranal (Chili), l'Observatoire Européen Austral (ESO, pour *European Southern Observatory*) a proposé le développement d'un instrument adapté à la recherche d'exoplanètes par imagerie directe. Deux études de phase A ont été menées par des consortiums distincts pour proposer des concepts instrumentaux permettant d'utiliser toutes les capacités d'un télescope comme le VLT. Le premier consortium nommé CHEOPS (*CHaracterizing Exoplanets by Opto-infrared Polarimetry and Spectroscopy*), mené par le *Max Planck Institut für Astronomie* (MPIA) à Heidelberg (Allemagne), regroupait des instituts de recherche allemand, italien, hollandais, portugais et suisse. Le second, VLT-PF (*VLT Planet Finder*), regroupait sous l'égide du Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (LAOG) plusieurs instituts français, comme l'ONERA et le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM), ou étrangers, comme l'ATC au Royaume-Uni.

Au terme de cette première phase, l'ESO reconnut les atouts de ces deux développements concurrents et leur demanda de les fusionner en un unique projet baptisé SPHERE (*Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch*) combinant le système d'OA, le coronographe et l'imageur différentiel dans le proche infrarouge du consortium VLT-PF, avec le polarimètre visible et le spectrographe intégral de champ infrarouge de CHEOPS. Durant la phase B, le design préliminaire de l'instrument a été établi et accepté par l'ESO en septembre 2007 lors de la PDR (*Preliminary Design Review*). Le design a ensuite été consolidé pour la FDR (*Final Design Review*) passée avec succès début 2009. Les premiers éléments opto-mécaniques de l'instrument sont actuellement en cours de tests avec une intégration complète au LAOG courant 2010, avant une installation et une première lumière au télescope début 2011.

### 2.3.2 Cas scientifique

Le principal objectif de SPHERE est la découverte et l'étude de planètes géantes gazeuses dans l'environnement circumstellaire des étoiles proches du Soleil par imagerie directe. L'instrument a été développé pour palier aux principaux obstacles qui sont la grande différence de contraste (typiquement au moins 15 mag pour des planètes de quelques  $M_{\text{Jup}}$ ) et la petite séparation angulaire entre l'étoile et la planète. SPHERE devrait permettre de détecter à la fois des planètes jeunes grâce à sa voie infrarouge (bandes Y, J, H et K), et des planètes plus âgées grâce à sa voie visible, par mesure de la polarisation de la lumière de leur étoile qu'elles réfléchissent.

Les cibles potentielles de SPHERE sont très nombreuses et variées. En particulier, certains types de cibles présentent un intérêt particulier suivant des critères d'âge, de distance, de type spectral. Il s'agit en particulier :

- des étoiles des associations jeunes comme TW Hyd, Tuc-Hor et AB Dor
  - âge de 10 à 100 Ma
  - distance de 30 à 100 pc
- des étoiles jeunes actives de type A à K
  - âge < 1 Ga
  - distance < 50 pc
- des étoiles proches et des naines de type M
  - tous âges
  - distance < 20 pc
- des étoiles présentant des tendances à long terme en vitesses radiales



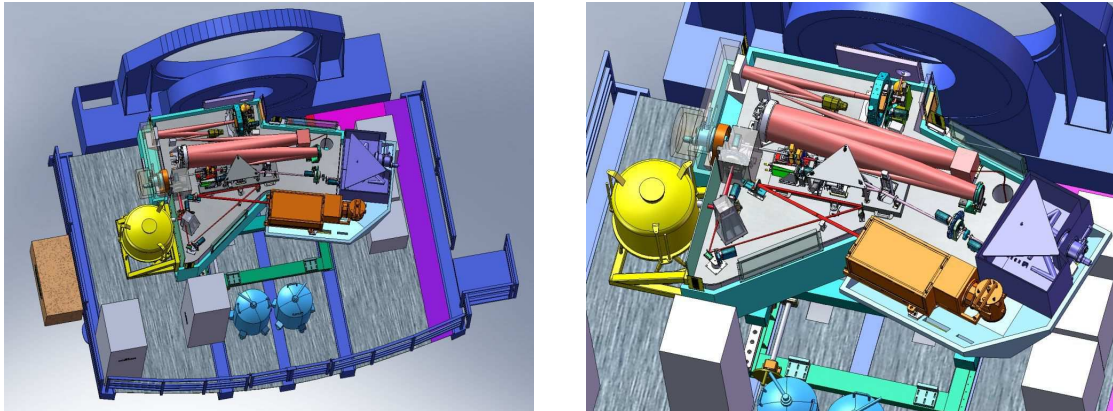


FIG. 2.2 – Vue de conception globale du banc SPHERE sur la plate-forme Nasmyth du VLT (droite) et vue plus détaillée du banc (gauche). Les trois sous-systèmes scientifiques sont représentés : IRDIS en jaune, IFS en orange et ZIMPOL en bleu. Le trajet de la lumière dans le *Common Path* est représenté en rose.

- étoiles de type F, G et K
- distance < 100 pc

La sélection des cibles dépend de plusieurs paramètres, en sachant que la restriction principale provient de la limite en magnitude du système d'OA : le système assure des performances optimales jusqu'à des magnitudes de l'ordre de  $R \approx 8$ , et des performances dégradées jusqu'à  $R \approx 10$ . L'échantillon observé par SPHERE lors du *NIR-Survey* sera constitué d'au moins 300 à 400 étoiles dans des gammes d'âges variées, mais les cibles potentielles sont beaucoup plus nombreuses. Dans cet échantillon, on s'attend à détecter entre 10 et 20 planètes de masses comprises entre 1 et quelques dizaines de  $M_{\text{Jup}}$ , ce qui permettra une étude des planètes géantes orbitant entre 1 et 20 UA des étoiles proches du Soleil. Cet échantillon sera observé durant le *NIR-Survey* (sondage proche infrarouge) qui occupera 80% du temps d'utilisation de l'instrument durant ses premières années d'exploitation. Ce mode combine simultanément l'observation en bande H avec le spectro-imageur différentiel IRDIS (décrit dans la suite) et l'observation en bandes Y et J avec le spectrographe intégral de champ (décrit dans la suite). Dans le domaine visible, SPHERE devrait aussi être en mesure d'observer les 20 étoiles les plus proches durant le *VIS-Survey* pour détecter la lumière polarisée qu'elles réfléchissent.

Enfin, bien que l'objectif principal de SPHERE soit la recherche d'exoplanètes, les hautes performances de l'instrument vont le mettre au service de nombreux autres domaines de recherche en astrophysique. En particulier la recherche et l'étude des disques de débris et des disques protoplanétaires, dont la géométrie peut laisser supposer la présence de planètes invisibles, vont largement bénéficier du haut contraste et de la haute résolution angulaire offerts par SPHERE. L'instrument devrait également permettre des études dans le domaine des naines brunes, des étoiles massives évoluées ou des objets du Système Solaire comme les astéroïdes.

### 2.3.3 Concept instrumental

Le design de l'instrument SPHERE est divisé en 4 sous-systèmes principaux que nous allons décrire dans la suite : la voie commune (ou *Common Path* en anglais) et les 3 sous-systèmes scientifiques IRDIS, IFS et ZIMPOL. L'ensemble de l'instrument est intégré sur un unique banc optique stabilisé en température et en vibrations qui sera monté sur une des plateformes Nasmyth

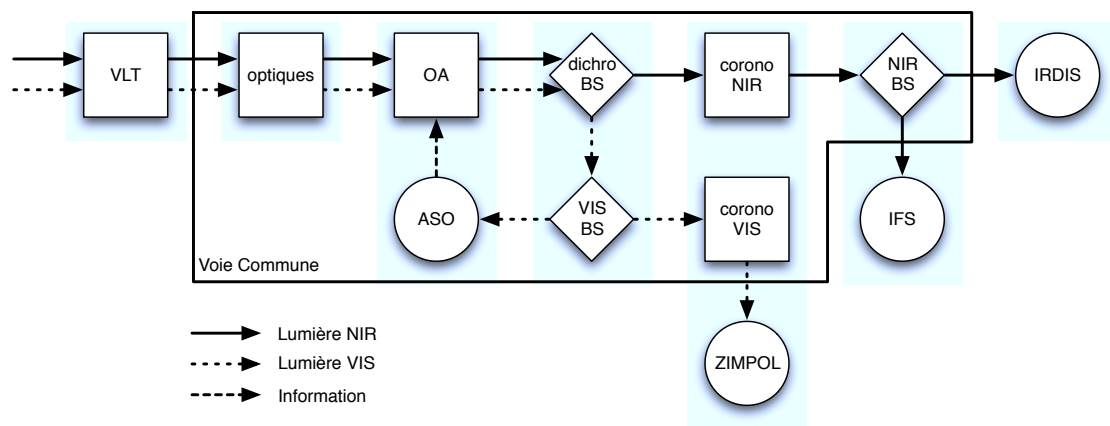


FIG. 2.3 – Concept général de l'instrument SPHERE. Le *Common Path* comprend toutes les optiques et sous-systèmes en amont des détecteurs scientifiques IRDIS, IFS et ZIMPOL. Une séparatrice (BS) dichroïque sépare les voies visible et infrarouge. Une seconde séparatrice dans la voie infrarouge répartit le flux entre IRDIS et IFS. Dans la voie visible une séparatrice répartit le flux entre ZIMPOL et l'Analyseur de Surface d'Onde (ASO).

de l'UT3 du VLT. La Figure 2.2 représente une vue de conception du banc SPHERE sur la plateforme Nasmyth sans son couvercle protecteur.

### Voie commune (*Common Path*)

Le rôle de la voie commune est de mettre en forme et de rediriger la lumière qui arrive au foyer du télescope jusqu'aux sous-systèmes scientifiques. En amont du système d'optique adaptative, on trouve une série d'optiques destinées à la compensation de la polarisation induite par le miroir de renvoi Nasmyth (M3), à la calibration de la polarisation (lame demi-onde) et à la correction des aberrations optiques du faisceau lumineux (miroirs toriques). On y trouve également le miroir déformable (MD) du système d'OA et les miroirs de correction du *tip-tilt* de l'image et de la pupille.

SAXO (*SPHERE Adaptive optics for exoplanet Observation*) est le système d'optique adaptative extrême de SPHERE. Une étude détaillée de la conception optique, des aspects technologiques, du coût et des risques a conduit à l'utilisation d'un MD de  $41 \times 41$  actuateurs de 180 mm de diamètre ayant une amplitude inter-actuateur de  $\pm 1 \mu\text{m}$  et une amplitude maximale de  $\pm 3.5 \mu\text{m}$ . Ce MD est couplé à l'utilisation d'un miroir de correction du *tip-tilt* sur 2 axes ayant une résolution de  $\pm 0.5 \text{ mas}$ . L'Analyseur de Surface d'Onde (ASO) est un Shack-Hartmann de  $40 \times 40$  microlentilles fonctionnant sur la gamme spectrale  $0.45 - 0.95 \mu\text{m}$  équipé d'un système de filtrage dans le plan focal pour le contrôle du repliement spectral (*aliasing*). Un échantillonnage temporel à  $\sim 1.2 \text{ kHz}$  est adopté pour la lecture du détecteur CCD de  $240 \times 240$  pixels avec un bruit de lecture inférieur à  $1 e^-$ . Le délai temporel entre mesure et correction est ainsi maintenu autour de  $10^{-3} \text{ s}$ .

Afin d'obtenir des performances optimales, la stabilité de la pupille et de la PSF doit être contrôlées avec précision. C'est pourquoi en plus du correcteur de *tip-tilt* image, SAXO inclut également un miroir correcteur de *tip-tilt* de la pupille qui se situe proche d'un plan pupillaire. Les mouvements de la pupille sont analysés directement par l'ASO *via* l'intensité lumineuse dans les sous-pupilles. Les variations de *tip-tilt* entre la mesure de l'ASO dans le visible et la correction dans l'infrarouge dues aux effets thermomécaniques et la précision du correcteur de dispersion atmosphérique (ADC) sont quant à elles compensées par un analyseur de *tip-tilt* différentiel situé

à proximité du plan du coronographe. Et pour finir, les aberrations non-communes induites par les optiques entre la séparatrice visible et l'ASO seront calibrées par diversité de phase et compensées par un ajustement des pentes de références de l'ASO.

Le second élément essentiel du *Common Path* est le coronographe qui va permettre d'atténuer le signal de l'étoile d'un facteur au moins égal à 100 et de supprimer la diffraction causée par les bords de la pupille. SPHERE sera équipée de plusieurs coronographes dont un coronographe 4-quadrants achromatique (4QPMC) et un coronographe de Lyot apodisé (ALC), avec des possibilités d'évolution dans l'avenir. Le 4QPMC a fait l'objet de recherches intensives qui ont montré d'excellentes performances dans le visible avec des atténuations de  $\sim 10^{-5}$  du pic central de la PSF (Riaud et al. 2003). Des 4QPMC sont installés sur l'instrument NACO au VLT (Boccaletti et al. 2004) et ont fourni des résultats scientifiques importants (Gratadour et al. 2005a; Riaud et al. 2006). Le problème de chromaticité du 4QPMC pour SPHERE est important du fait de la large gamme spectrale à couvrir. Il a été résolu par l'utilisation d'un 4QPMC constitué de lames demi-onde achromatiques fabriquées à partir de matériaux biréfringents (quartz et  $MgF_2$ ). La fabrication d'un tel coronographe reste cependant extrêmement complexe pour atteindre de niveau de performances exigé par SPHERE, mais les tests sur des prototypes s'avèrent excellents (Boccaletti et al. 2008). L'ALC nécessite quant à lui de multiplier la pupille par une fonction de transmission particulière pour permettre l'utilisation d'un masque coronographique petit et d'un diaphragme de Lyot relativement large. La fabrication d'un tel composant constitue la principale difficulté de l'utilisation d'un ALC et plusieurs solutions sont envisagées pour SPHERE.

Dans chacune des deux voies visible et infrarouge on trouve en aval du coronographe les détecteurs scientifiques qui vont être utilisés pour la détection effective des planètes, chacun avec leurs spécificités.

## ZIMPOL

Situé sur la voie visible, ZIMPOL (*Zürich IMaging POLarimeter*) est le sous-système polarimétrique de SPHERE fonctionnant entre 0.5 et 0.9  $\mu m$ . Le principe de l'instrument (Povel et al. 1991, 1994; Povel 1995) est d'enregistrer les deux polarisations perpendiculaires du signal à une vitesse de l'ordre de kilohertz. Pour cela, l'instrument effectue une modulation rapide des deux polarisations avec un élément retardateur, puis une démodulation du signal au moyen d'un détecteur CCD modifié. Cette méthode permet d'atteindre une précision polarimétrique meilleure que  $10^{-5}$ . Le détecteur couvrira un champ de  $3'' \times 3''$  qui pourra être déplacé autour de l'étoile pour couvrir au total un champ de  $8'' \times 8''$ . En plus de son mode polarimétrique principal, ZIMPOL permettra d'effectuer de l'imagerie classique dans le visible avec des filtres en bandes larges et étroites. Thalmann et al. (2008) présentent une description détaillée de ZIMPOL et de son principe de fonctionnement.

## IFS

Le spectrographe intégral de champ (IFS, *Integral Field Spectrometer*) de SPHERE est très différent d'un imageur classique puisqu'il permet d'obtenir un spectre à basse résolution pour chaque élément découpeur d'image sur un champ de  $1.77'' \times 1.77''$ . L'IFS de SPHERE possède deux modes séparés, l'un couvrant les bandes Y et J avec une résolution spectrale  $R \approx 50$ , et l'autre couvrant les bandes Y, J et H avec une résolution spectrale  $R \approx 30$ . Le principe général est que le faisceau lumineux est imagé sur une matrice de microlentilles ayant la taille d'un élément de résolution. Le faisceau de chaque microlentille traverse ensuite un élément dispersif qui va former un spectre sur le détecteur. L'image finale sur le détecteur est donc constituée d'une

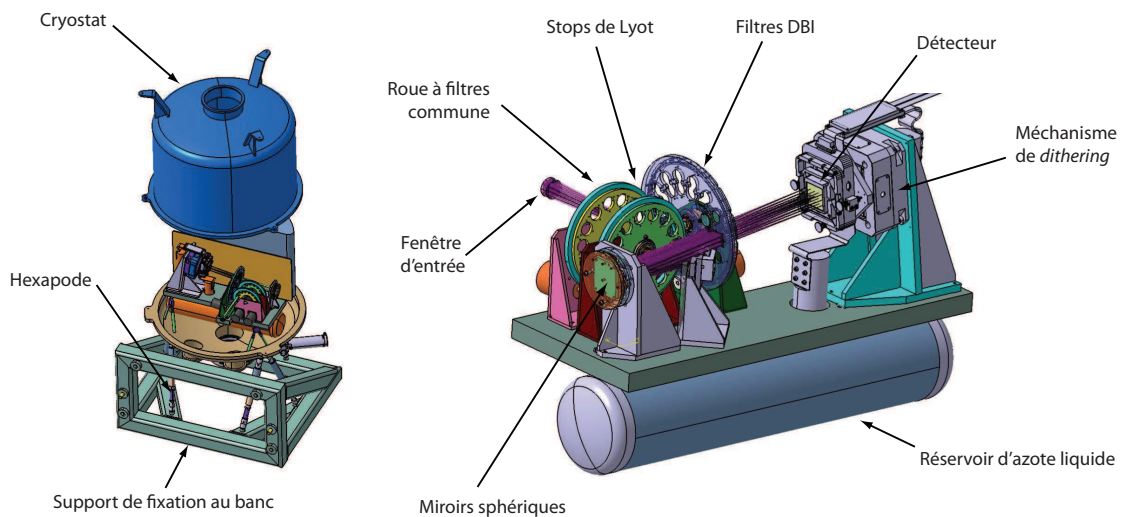


FIG. 2.4 – Vue de conception globale de IRDIS dans son cryostat sur son support de fixation (gauche) et vue détaillée des différents éléments opto-mécaniques (droite).

matrice de spectres, chacun correspondant à un élément de résolution. Ces spectres doivent ensuite être extraits durant la réduction des données et recombinaés pour former un cube de données. La conception optique de l'IFS est plus complexe qu'un concept TIGER classique (Bacon et al. 1995) décrit ici et a fait l'objet d'une optimisation pour un fonctionnement limité par la diffraction. Antichi et al. (2009) présente une étude exhaustive de l'IFS de SPHERE et de ses performances attendues.

## IRDIS

IRDIS (*InfraRed Dual-band Imaging and Spectroscopy*) est le troisième sous-système scientifique de SPHERE (Figure 2.4). Il s'agit d'un instrument polyvalent offrant à la fois des capacités d'imagerie à différentes longueurs d'onde et largeurs spectrales, de spectroscopie et de polarimétrie. Ces différents modes couvrent une gamme spectrale de 0.95 à 2.3  $\mu\text{m}$  avec une résolution de 12.25 mas/pix correspondant à un échantillonnage à Nyquist à 0.95  $\mu\text{m}$ . Un champ total de 11'' est obtenu dans tous les modes sur un détecteur Hawaii-2RG de 2048  $\times$  2048 pixels de 18  $\mu\text{m}$ . Le coronographe est situé sur le *Common Path*, mais les stops de Lyot utilisés par les différents modes sont situés sur une roue dédiée dans IRDIS, et ils constituent sa pupille d'entrée. Une roue à filtre commune à tous les modes contient des filtres très large bande (YJH, YJHKs), large bande (Y, J, H, Ks) ou bande étroite. Une troisième roue à filtre contient les filtres DBI (voir ci-dessous) et une lentille permettant d'imager la pupille pour les calibrations du système. Le détecteur est monté sur un mécanisme de translation piézo-électrique sur 2 axes permettant le *dithering* pour diminuer les effets des variations spatiales du *flat field*. L'ensemble est placé dans un cryostat refroidi par de l'azote liquide permettant de maintenir le détecteur à une température de  $\sim 80$  K et les optiques à  $\sim 100$  K, ce qui rend le rayonnement thermique de IRDIS négligeable. Le cryostat est lui-même monté sur un hexapode et un support de fixation au banc SPHERE qui permettent un positionnement précis par rapport à l'axe optique provenant du *Common Path* (Figure 2.4).

Le mode principal de IRDIS est le mode d'imagerie double-bande (DBI, *Dual-Band Imaging*). Son principe et ses performances seront étudiées en détail dans le Chapitre 3. Il permet l'observation simultanée à deux longueurs d'ondes proches avec une résolution spectrale de  $\sim 25$ , les longueurs d'ondes ayant été choisies pour correspondre à des zones d'émission et d'absorption

TAB. 2.2 – Caractéristiques des filtres DBI

Filtre	$\lambda$ (nm)	$R = \Delta\lambda/\lambda$
Y2	1020	20
Y3	1073	20
J2	1190	25
J3	1270	25
J4	1330	25
H1	1536	30
H2	1593	30
H3	1667	30
H4	1731	30
K1	2100	20
K2	2244	20

TAB. 2.3 – Paires de filtres DBI

Paire	Écart spectral (nm)
Y2Y3	53
J2J3	80
J3J4	60
H1H2	57
H2H3	74
H3H4	64
K1K1	144

TAB. 2.4 – Description des fentes coronographiques

Largeur fente (mas)	Diamètre coronographe (mas)
120	400
120	200
90	400

supposées dans le spectre des planètes (Racine et al. 1999). Un système constitué d'une lame séparatrice et d'un miroir sépare le faisceau lumineux principal à l'entrée de IRDIS en deux faisceaux parallèles qui sont focalisés sur le détecteur par deux miroirs sphériques identiques. Le chromatisme latéral induit par la séparatrice est compensé par une lame transparente. Avant d'atteindre le détecteur les deux faisceaux sont filtrés spectralement par les filtres DBI qui permettent d'obtenir les deux images à deux longueurs d'onde proches. Les aberrations différentielles entre les deux voies sont critiques pour les performances de l'instrument et doivent être minimisées (Cavarroc et al. 2006). Un budget d'erreur sur le front d'onde de 10 nm RMS, avec un objectif de 5 nm RMS, a été fixé pour les erreurs différentielles en tenant compte des problèmes de faisabilité et de coût. Des prototypes de filtres DBI ont démontré la faisabilité de filtres offrant une telle qualité de polissage (Dohlen et al. 2008). 7 paires de filtres DBI distinctes sont envisagées pour IRDIS dont les caractéristiques sont données dans les Tableaux 2.2 et 2.3. Leur définition est principalement basée sur la position des bandes d'absorption de H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub> et NH<sub>3</sub> qui sont des molécules qui vont inévitablement apparaître dans les objets froids, et peuvent donc être utilisées pour la détection et la caractérisation de ces objets.

IRDIS offre également un mode de spectroscopie longue fente (LSS, *Long Slit Spectroscopy*) dont les performances seront étudiées en détail dans le Chapitre 4. Pour ce mode, le masque coronographique est remplacé par une fente dont le centre contient un masque coronographique de Lyot opaque. Le Tableau 2.4 contient les 3 combinaisons de largeur de fente et de taille de masque possibles pour le mode LSS. Deux éléments dispersifs sont situés dans la roue contenant les stops de Lyot permettant d'obtenir des résolutions de  $\sim 60$  et  $\sim 420$  correspondant respectivement aux sous-modes basse résolution (LRS, *Low Resolution Spectroscopy*) et moyenne résolution (MRS, *Medium Resolution Spectroscopy*). Les éléments dispersifs sont un double prisme pour la basse résolution et un grisme pour la moyenne résolution, et ils sont utilisés en conjugaison avec les filtres très large bande de la roue à filtre commune. L'échantillonnage spectral obtenu est de 13.56 nm/pix



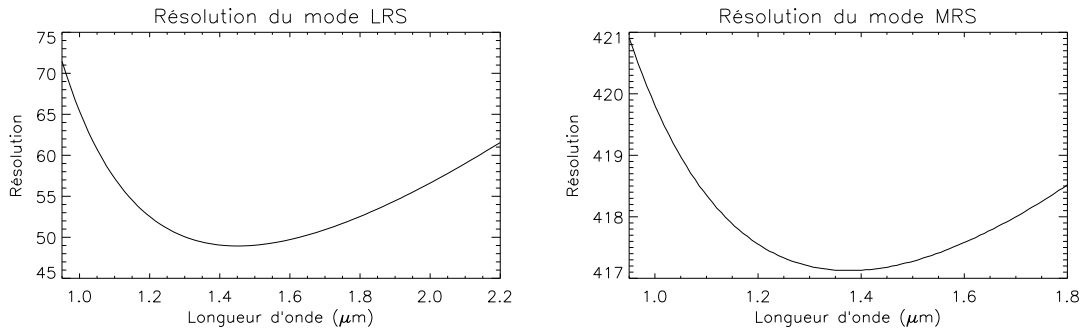


FIG. 2.5 – Résolution optique des modes LRS et MRS de IRDIS en fonction de la longueur d'onde.

à  $\lambda = 950$  nm en LRS et  $1.2$  nm/pix à  $\lambda = 950$  nm en MRS. La Figure 2.5 donne la résolution optique exacte des deux modes en fonction de la longueur d'onde. On constate que la résolution est relativement constante sur l'ensemble de la gamme spectrale couverte par IRDIS.

IRDIS offre également un mode double polarimétrie (DPI, *Dual-Polarimetry Imaging*) dans le proche infrarouge qui permet de mesurer simultanément deux polarisations orthogonales sur le modèle du mode DBI avec un niveau de précision polarimétrique de l'ordre de  $\sim 10^{-5}$ . Enfin, IRDIS permet d'effectuer des observations en imagerie classique (CI, *Classical Imaging*) avec des filtres bande étroite (He I, Fe II, H<sub>2</sub>, Br- $\gamma$ , CO)

### 2.3.4 Sources d'aberrations optiques

Comme nous l'avons vu dans la Section 2.1.4, l'imagerie à haut contraste est limitée par les speckles résultants des erreurs de front d'onde accumulées par le faisceau lumineux lors de son passage dans l'atmosphère et dans l'instrument. Dans cette section nous allons regarder le budget d'erreurs prévu pour SPHERE, et plus particulièrement pour IRDIS qui est le sous-système scientifique qui nous intéresse.

Avant d'analyser la quantité des différentes aberrations, il est nécessaire d'introduire la Densité Spectrale de Puissance (PSD, pour *Power Spectral Density*) qui permet de mesurer la répartition des erreurs de front d'onde en fonction de leur fréquence spatiale sur la surface. Considérant un front d'onde aberré  $W(r, \theta)$  sur une pupille  $P(r, \theta)$  de diamètre  $D$ , la PSD est égale au module au carré de la transformée de Fourier du front d'onde :

$$\text{PSD} = |\mathcal{F}[P.W]|^2 \quad (2.15)$$

où  $\mathcal{F}$  représente la transformée de Fourier. L'unité de la PSD est le carré de l'unité dans laquelle est exprimé le front d'onde  $W$  par unité de pupille. Enfin, la PSD instrumentale est très importante car elle est directement reliée à la PSF qui représente ce qui est observé dans le plan focal de l'instrument (dans le cas de petites aberrations) :

$$\text{PSF} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \text{PSD} \quad (2.16)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'observation.

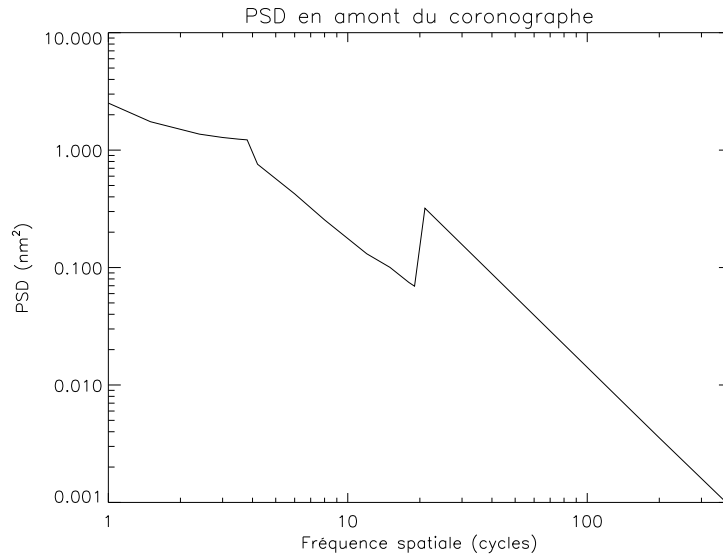


FIG. 2.6 – Densité Spectrale de Puissance (PSD) théorique de SPHERE en amont du coronographe estimée à partir des PSD individuelles des différents éléments optiques de l'instrument pour une étoile située à une déclinaison  $\delta = -45^\circ$ .

### Budget d'erreur en amont du coronographe

Kjetil Dohlen (LAM), ingénieur système de SPHERE, a construit un modèle de la PSD globale de l'instrument en amont du coronographe à partir des PSD individuelles des différents éléments optiques (Dohlen et al. 2008). Cette PSD est représentée sur la Figure 2.6 pour le cas d'une étoile de déclinaison  $\delta = -45^\circ$ . Les différents termes de ce budget d'erreur sont pris en comptes sur trois gammes de fréquence avec un facteur de sécurité de 1/3 pour tenir compte d'effets potentiellement absents ou sous-estimés dans le modèle :

- Basses fréquences (BF) : 1 – 4 cycles.
- Moyennes fréquences (MF) : 4 – 20 cycles.
- Hautes fréquences (HF) : 20 – 300 cycles.

Les différentes limites de ces gammes correspondent à la limite de calibration de l'OA ( $4 c \equiv 50$  modes de Zernike), la fréquence de coupure de l'OA ( $20 c \equiv$  la moitié du nombre d'actuateurs sur le diamètre de la pupille) et la largeur du champ de vue de IRDIS ( $300 c \equiv$  rayon de  $300\lambda/D$ , soit  $\sim 1200$  pix de diamètre, sachant qu'un carré de  $1024$  pix a une diagonale de  $\sim 1400$  pix). La variance est déterminée en intégrant les PSD entre ces bornes.

Les termes considérés dans l'élaboration de ce budget d'erreur sont :

- Le télescope : la PSD du télescope est estimée à partir des cartes de phase établie à la fabrication des miroirs du VLT. Toutes les aberrations au-dessous de 20 cycles sont filtrée par le système d'OA.
- Les optiques de SPHERE : chaque optique est modélisée par un profile de PSD en  $f^{-2}$  qui représente généralement bien les défaut de polissage des surfaces optiques réelles ( $f$  est la fréquence spatiale en cycles pupillaires). Au-dessous de 4 cycles, seules sont incluses les aberrations qui ne peuvent pas être calibrées à cause des optiques qui tournent. Entre 4 et 20 cycles, seules les aberrations introduites par des optiques non vues par l'OA sont incluses. Et au-dessus de 20 cycles, toutes les aberrations sont incluses.

TAB. 2.5 – Budget d'erreur du front d'onde en amont du coronographe

Budget d'erreur	BF (nm RMS)	MF (nm RMS)	HF (nm RMS)	Total (nm RMS)
Atmosphère		62.0	64.0	89.0
Télescope	0.0	0.0	28.6	28.6
Instrument	2.9	10.6	32.6	34.5
Calib. OA	7.4	0.0	0.0	7.4
Décalage faisceau	2.4	7.5	0.0	7.9
Fresnel	0.0	4.7	0.0	4.7
Sous-total <sup>a</sup>	8.3	13.8	32.6	36.4
Total		64	77	100

<sup>a</sup> Sans atmosphère et sans télescope.

- La calibration de l'OA : il s'agit des résidus de la calibration des optiques internes à l'OA.
- Le décalage du faisceau : le faisceau lumineux provenant de l'objet observé subit un décalage entre la mesure faite par l'ASO dans le visible et l'observation dans l'infrarouge à cause de la dispersion atmosphérique. Ces aberrations dépendent donc de la déclinaison de l'objet.
- La propagation de Fresnel des résidus de l'OA : les aberrations non corrigées par l'OA subissent les effets de la propagation de Fresnel. Ces effets sont estimés selon le formalisme de Talbot.

Bien que ce profil permette une estimation visuelle directe de la performance en imagerie de l'instrument d'après l'Équation 2.16, il est plus parlant de l'exprimer en variance du front d'onde pour l'estimation de la qualité des optiques. Le Tableau 2.5 donne le budget d'erreur sur le front d'onde en nm RMS en amont du coronographe pour les différentes sources d'aberrations, décomposé sur les trois gammes de fréquences, pour un objet ayant une déclinaison  $\delta = -45^\circ$  et un *seeing* de  $0.85''$ . Si on ne prend pas en compte l'atmosphère (corrigée par l'OA) et le télescope, on constate que la quantité d'aberrations introduite par le *Common Path* est très faible pour les basses et moyennes fréquences ( $\lesssim 15$  nm RMS), ce qui est excellent considérant que la zone de recherche prioritaire des planètes se situe à très petite séparation angulaire, au-dessous de  $20\lambda/D$ , là où l'étoile est la plus brillante. Dans la gamme des hautes fréquences, le budget est un peu plus large, mais on se situe alors dans le halo où le flux stellaire est beaucoup moins important. Si on tient compte de toutes les sources d'aberrations, on constate que la source principale vient de l'atmosphère corrigée par l'OA, avec  $\sim 90$  nm RMS d'erreur sur l'ensemble des fréquences, amenant le total du budget d'erreurs à  $\sim 100$  nm RMS en amont du coronographe, ce qui se traduit par un rapport de Strehl de  $\sim 86\%$  à  $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$  sur le coronographe.

### Budget d'erreur en aval du coronographe

Il a été montré durant la phase A du consortium VLT-PF qu'en aval du coronographe, les contraintes sur les aberrations sont beaucoup plus relâchées qu'en amont. Pour IRDIS, la quantité d'aberrations introduite par les optiques situées entre le coronographe et la fenêtre d'entrée de IRDIS ont été raisonnablement estimées à 40 nm. Les aberrations des éléments optiques communs à tous les modes de IRDIS situés après la fenêtre d'entrée sont estimées à 26.5 nm RMS. Le Tableau 2.6 donne une estimation des aberrations pour les différents modes de IRDIS depuis la



TAB. 2.6 – Total des erreurs du front d’onde en aval du coronographe

Mode	Budget IRDIS (nm)	Budget total (nm)	Strehl à 1.6 $\mu\text{m}$
DBI	28.7	109.3	83%
DPI	26.9	108.9	83%
CI	30.4	109.8	83%
LRS	44.2	114.4	82%
MRS	36.4	111.6	83%

fenêtre d’entrée et le rapport de Strehl résultant dans le plan détecteur. On constate que pour tous les modes on obtient des rapports de Strehl supérieurs à 80% qui est la limite classiquement admise pour la limite de diffraction.

Le dernier point important du budget d’erreur de IRDIS concerne les aberrations différentielles entre les deux voies du mode DBI. En effet, ces aberrations doivent être minimisées pour que les images formées aux deux longueurs d’ondes proches soient aussi semblables que possible en terme de champ de speckles (au facteur de remise à l’échelle spectrale de la PSF près). Il a également été montré durant la phase A qu’un total de 10 nm RMS d’aberrations différentielles permet de ne pas limiter les performances de l’imagerie double-bande. Cette valeur supérieure a donc été conservée lors de la poursuite des développements de SPHERE, avec un objectif final à 5 nm RMS. La minimisation de ces aberrations différentielles passe par l’utilisation de composants sur les deux voies ayant des qualités de surface inférieures à 3 nm RMS, et des différences d’alignement et de focalisation de l’ordre de 1 à 2 nm. Le budget d’erreur final de IRDIS spécifie une quantité d’aberrations différentielles de l’ordre de 8 nm RMS.

Les deux autres modules scientifiques de SPHERE offrent également des performances exceptionnelles. Les aberrations du *Common Path* en aval du coronographe sont estimées à  $\sim 60$  nm RMS pour IFS et  $\sim 20$  nm pour ZIMPOL. Les aberrations internes à ces deux instruments ne seront pas détaillées ici, mais le rapport de Strehl attendu pour IFS en bande J est de l’ordre de 80%, ce qui le place à la limite de diffraction. Pour ZIMPOL, il est de l’ordre de 46%, ce qui est exceptionnel pour un instrument astronomique opérant dans le domaine visible.

### Conclusion sur le budget d’erreur

Avec un budget d’erreur de l’ordre de 100 nm RMS ( $\lambda/16$  en bande H) pour sa voie dans le proche infrarouge jusqu’au coronographe, le *Common Path* de SPHERE promet d’atteindre de manière régulière des rapports de Strehl de 80 à 90%, ce qui est une condition nécessaire pour obtenir des performances optimales en haut contraste et haute résolution angulaire. En ce qui concerne IRDIS, la quantité d’aberrations en aval du coronographe permet de limiter le budget d’erreur à  $\sim 110$  nm RMS dans tous les modes de fonctionnement, ce qui se traduit par des observations en limite de diffraction. De plus les aberrations différentielles entre les deux voies du mode DBI sont estimées à moins de 10 nm RMS, ce qui va permettre d’offrir des performances inégalées en imagerie double-bande comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

## Chapitre 3

# Détection et caractérisation des exoplanètes par imagerie

LA recherche de planètes extrasolaires par imagerie directe peut se décomposer en deux étapes distinctes : la *détection* proprement dite, qui va indiquer pour une observation donnée si un candidat a été détecté, et la *caractérisation*, qui correspond à l'estimation des paramètres physiques caractéristiques de l'objet à partir des observations. Cependant, étant donné la difficulté d'observer des objets de type planétaire autour d'étoiles proches, des techniques spécifiques sont nécessaires pour éliminer au mieux le signal de l'étoile, et ainsi détecter et mesurer le flux de la planète. Dans ce chapitre nous allons présenter ces méthodes en détail ainsi que les simulations globales qui ont été effectuées pour estimer les performances de IRDIS en terme de détection et de capacité de caractérisation photométriques des objets détectés. Nous verrons également un certain nombre de calibrations qui ont été développées spécifiquement pour l'imagerie avec IRDIS. Enfin, nous étudierons l'impact des erreurs de calibration sur le *flat field* et le rayonnement thermique du ciel et de l'instrument.

### 3.1 Simulation globale du mode *Dual-Band Imaging* de IRDIS

Le développement et l'optimisation d'un instrument aussi complexe que SPHERE nécessite en premier lieu une étude analytique qui permet d'estimer rapidement les paramètres critiques qui vont contraindre les performances de l'instrument. Une fois ces points importants identifiés, des simulations numériques sont alors nécessaires pour estimer au mieux les performances finales du système. Ces simulations globales, prennent en compte l'ensemble des éléments optiques du système avec leur qualité simulée ou mesurée, ainsi que des paramètres extérieurs tels que la position de l'étoile dans le ciel, la transmission atmosphérique, le rayonnement du ciel et de l'instrument, le temps d'intégration, la turbulence atmosphérique, etc.

#### 3.1.1 Présentation de CAOS et du package SPHERE

Dans le cadre du développement de l'instrument SPHERE, les simulations ont été effectuées à l'aide de l'environnement de résolution de problèmes CAOS<sup>1</sup> (Carbillet et al. 2004) basé sur le logiciel IDL<sup>2</sup>. Il fournit un environnement modulaire permettant l'écriture et l'exécution de

<sup>1</sup>Code for Adaptive Optics Systems, <http://www-luan.unice.fr/caos/>

<sup>2</sup>Interactive Data Language, ITT Corporation, <http://www.itervis.com/>

simulations lourdes en décomposant un système complexe en modules indépendants représentant ses différentes parties.

Dans le cadre du projet SPHERE, un ensemble de modules a été développé (Carbillet et al. 2008) pour la simulation de l'instrument et de ses différents modes d'observation (package CAOS-SPHERE). Ce code est dit *diffractif*, car il simule la partie optique de l'instrument, sans considération de flux lumineux physique, de type d'étoile ou de planète, ni aucune prise en compte des effets induits par le détecteur. Il génère des données normalisées sur lesquels il faut encore appliquer un code *photométrique* pour représenter un système "réel" et un processus de détection. Le code diffractif est basé sur les principes de l'optique de Fourier (voir par exemple Goodman 1968) qui permet de décomposer un système optique complexe en une série de masques de phase, chacun représentant une surface optique qui introduit une quantité finie d'aberrations. Le champ complexe dans un plan focal est obtenu par la transformée de Fourier (TF) de la somme de tous les écrans de phase qui ont été traversés avant le plan focal, et l'intensité de l'image est obtenue en prenant le carré de la norme du champ complexe. Cette approche permet de simuler aisément des systèmes comportant un grand nombre de surfaces ou qui comporte à la fois des éléments dans des plans focaux et des éléments dans des plans pupillaires (tels que les coronographes), mais elle ne prend pas en compte les effets liés à la propagation de Fresnel qui peuvent avoir un impact sur les performances. Des études sortant du cadre de cette thèse ont été effectuées dans le consortium SPHERE pour mesurer l'impact exact de la propagation de Fresnel.

L'instrument a été modélisé grâce à 3 modules représentant les parties principales de l'instrument :

- Le module AOC (*Adaptive Optics Code*) qui représente le système d'optique adaptative extrême produit un front d'onde représentant une réalisation de turbulence atmosphérique corrigée par l'OA. Les paramètres d'entrée principaux sont le *seeing*, la magnitude et la position de l'étoile dans le ciel. Ce module produit un tableau représentant un front d'onde en nanomètres.
- Le module COP (*COmmon Path*) représente l'instrument SPHERE en amont du coronographe et le télescope. Il introduit les aberrations correspondant aux miroirs primaires, secondaires et tertiaires de l'UT3 du VLT, les aberrations des différents composants optiques, ainsi des aberrations correspondant à la calibration du système d'OA, à la propagation de Fresnel et au déplacement du faisceau. Ce module produit un tableau représentant un front d'onde en nanomètres.
- Le module IRD qui représente l'instrument en aval du coronographe, plus le correcteur de dispersion atmosphérique. Ce module simule le coronographe (masque coronographique, stop de Lyot et défauts de surface), les défauts d'amplitude du faisceau, les résidus du correcteur de dispersion atmosphérique, les aberrations différentielles dans le cas du mode IRDIS-DBI et les résidus d'erreur de pointage du télescope. Les paragraphes suivant décrivent plus en détail le déroulement de la simulation dans ce module.

La première étape est la conversion des fronts d'onde provenant du module COP en amplitude complexe, c'est-à-dire en une différence de chemin optique en phase. Cette opération dépend de la longueur d'onde, donc elle est répétée pour toutes les longueurs d'onde considérées.

Cette amplitude complexe dans le plan pupillaire est ensuite transformée dans un plan focal où elle est multipliée par celle du masque coronographique. Pour réaliser cette opération, l'amplitude complexe à chaque longueur d'onde est placée au centre d'une matrice plus grande (méthode dite de *zero-padding*) dont la taille est choisie en fonction de la longueur

d'onde considérée (1024x1024 pour la plus petite). Cette procédure permet de limiter les effets de repliement de spectre (*aliasing*) quand on effectue une TF. Un léger décalage fonction de longueur d'onde est appliqué pour rendre compte des défauts de compensation de la dispersion atmosphérique par le correcteur de dispersion atmosphérique (ADC pour *atmospheric dispersion compensator*). La PSF subit également un décalage correspondant à la stabilité du télescope et du centrage de la PSF sur le coronographe. La PSF ainsi décalée est ensuite multipliée par le masque coronographique.

La PSF coronographiée est ensuite transformée à nouveau dans un plan pupillaire par TF où son amplitude complexe est multipliée par la fonction de transmission du stop de Lyot. C'est après cette étape que sont ajoutées les aberrations statiques et différentielles en aval du coronographe.

Enfin, l'amplitude complexe est à nouveau transformée dans un plan focal correspondant au détecteur de IRDIS. Les détecteurs n'étant sensibles qu'au carré du champ électrique, l'image finale est obtenue en prenant le carré de la norme de l'amplitude complexe dans le plan focal.

En parallèle de la PSF coronographiée, le code génère également des PSFs hors-axe à différentes séparations angulaires de l'étoile qui correspondent aux planètes.

Afin de simuler au mieux l'évolution de la turbulence dans l'atmosphère terrestre, un grand nombre de masques de phase représentant la turbulence doivent être simulés. L'exécution d'un projet CAOS est donc composée d'un nombre  $N$  d'itérations, chaque itération se différenciant de la précédente par l'écran de phase représentant la turbulence atmosphérique (corrigée par le système d'OA). Au moment de l'exécution du projet, les modules sont exécutés séquentiellement  $N$  fois, chacun prenant en entrée les données sortant du module précédent. Les images produites à chaque itération sont ajoutées de façon incohérente pour simuler une pose de longue durée. Les speckles atmosphériques se moyennent rapidement lorsque le nombre d'itérations augmente : la variance azimutale du halo se stabilise pour  $N \gtrsim 100$ . Ce nombre est indépendant de la magnitude de l'étoile car il est lié au temps de cohérence des speckles atmosphériques  $\tau_0$  qui est généralement de l'ordre de  $10^{-3}$  s.

Ce modèle de l'instrument permet d'obtenir des images simulées relativement réalistes pour tester les performances de méthodes d'analyse des données simples. Cependant, le modèle tel qu'il a été construit ne génère qu'une seule pose sans tenir compte de l'évolution temporelle du *seeing*, de la rotation des éléments optiques de l'instrument ou des procédures d'échange de filtres au cours de la séquence d'observation. D'autre part, pour assurer une performance optimale du système d'OA et une stabilité maximale de la PSF instrumentale, les observations seront réalisées en mode pupille stabilisée : le dérotateur est utilisé de telle façon que la pupille du télescope reste fixe par rapport à l'instrument. Cela implique que le champ observé va tourner au cours du temps du fait de la monture alt-azimutale du télescope. Cette propriété est particulièrement importante pour améliorer la performance de détection des exoplanètes. Une simulation plus complète a donc été élaborée pour prendre en compte ces différents aspects temporels.

### 3.1.2 Présentation du cas de test d'analyse des données

Pour préparer au mieux les observations et en particulier pour tester les différentes méthodes d'analyse de données, un cas de test spécifique a été élaboré pour réaliser une simulation plus réaliste le cas du mode IRDIS-DBI. Ce cas de test a été élaboré par David Mouillet (LAOG), *instrument scientist* du projet SPHERE. Les éléments clés du cas de test sont :

### Hypothèses

- observation en pupille stabilisée
- 1 seul type de coronographe (Lyot apodisé)
- pas de simulation explicite du *dithering*
- simulation de planètes pour des séparations angulaires jusqu'à 2.0''

### Éléments à inclure dans la simulation

- résidus turbulents de l'OA
- pour une correction de l'OA donnée, plusieurs réalisations de ces résidus turbulents
- variation de la turbulence et donc de la qualité de correction de l'OA sur de grandes échelles de temps
- formation des images jusqu'au détecteur avec prise en compte de tous les effets des simulations CAOS standards (coronographe, chromatisme, ...)
- effets liés à la variation de la masse d'air et de la rotation du champ : résidus chromatiques de l'ADC, qualité optique (M4, fenêtre d'entrée, dérotateur, ADC, décalage du faisceau)
- effets liés à des variations sur de grandes échelles de temps : stabilité du pointage, translation de la pupille et résidus de rotation, focalisation sur le coronographe
- effets issus du détecteur (bruit de photon, bruit de lecture, bruit de *flat field*)
- photométrie pour divers types spectraux d'étoiles et divers modèles de planètes

### Échelles de temps caractéristiques

- temps de cohérence des résidus de turbulence :  $\sim 10$  ms
- stabilité des conditions de turbulence : quelques minutes
- taux de rotation des éléments optiques qui dépendent de la masse d'air : fonction de la direction de pointage. Typiquement le temps de décorrélation des erreurs de front d'onde de haute fréquence doit être de quelques minutes
- taux de rotation du champ : fonction de la direction de pointage. Typiquement le temps nécessaire au champ pour tourner de  $\lambda/D$  doit aller de quelques minutes à 1 heure suivant la distance angulaire à l'étoile
- temps d'intégration des images individuelles : typiquement 10 s
- temps d'observation total : quelques heures, en supposant un passage de l'étoile au méridien
- échange des filtres IRDIS : quelques minutes

Le cas finalement retenu pour la simulation est une étoile de déclinaison  $\delta = -45^\circ$  et observée à des angles horaires allant de -2 h à +2 h. La Figure 3.1 représente les variations de l'angle zénithal et parallactique, ainsi que la variation de leur vitesse de rotation (c'est-à-dire la vitesse de rotation du champ), en fonction de l'angle horaire du cas de test.

La simulation produit 144 images représentant le halo stellaire, calculées de manière à échantillonner correctement la rotation de champ et les variations temporelles des erreurs de front d'onde. Chaque image représente l'équivalent d'une pose de 100 s. Sur une telle durée, on distingue deux échelles de temps pour les résidus de turbulence. La première correspond aux résidus décorrélés d'une pose à l'autre de l'analyseur de surface d'onde, et dont l'échelle de temps est de l'ordre de la milliseconde. La variance de cette contribution est dominante sur des étoiles faibles. La seconde correspond aux corrélations qui sont attendues pour la turbulence qui n'est que partiellement corrigée. Le temps de cohérence de cette contribution est nettement plus long, typiquement de l'ordre de la seconde. Dans la simulation du cas de test, la première contribution est négligée du fait de son temps de corrélation très faible qui la moyenne grandement sur la durée d'une pose,

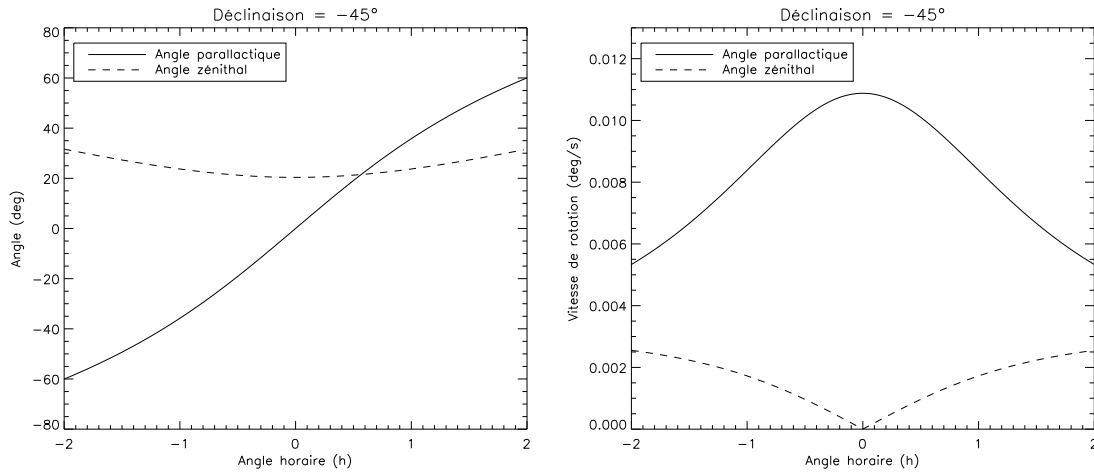


FIG. 3.1 – *Gauche* : Variation de l'angle zénithal et de l'angle parallactique pour une étoile de déclinaison  $\delta = -45^\circ$  observée à Paranal en fonction de l'angle horaire. *Droite* : Variation de la vitesse de rotation de ces mêmes angles, qui correspond à la vitesse de rotation du champ.

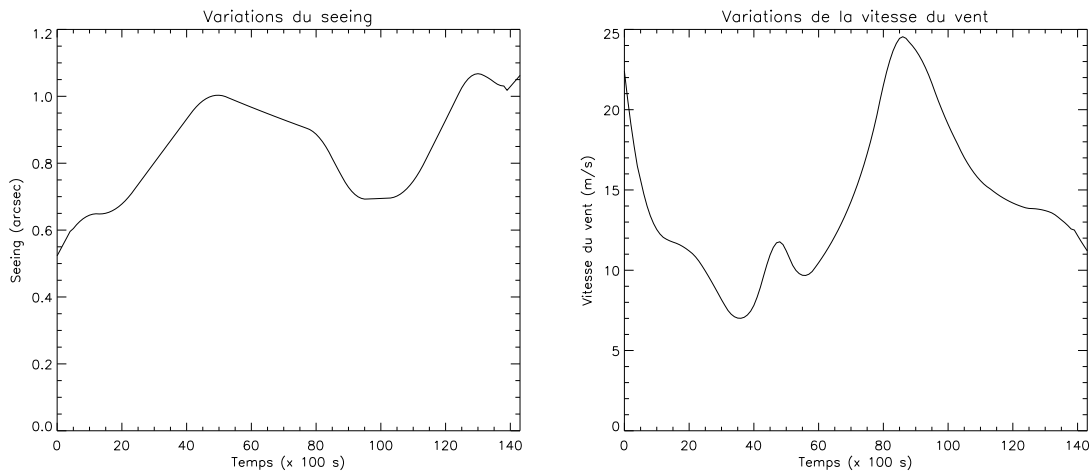


FIG. 3.2 – Variations du *seeing* (gauche) et de la vitesse du vent (droite) en fonction du temps pour le cas de test. Ces variations sont représentatives de ce qu'on peut observer à Paranal.

en particulier sur des cibles brillantes. Seule la seconde contribution est considérée du fait de son évolution beaucoup plus lente. Pour une image équivalente à 100 s,  $\sim 100$  écrans de turbulence partiellement corrélés seront donc considérés. Le module AOC nécessite de connaître la magnitude de l'étoile observée, car la correction dépend de cette magnitude. Pour limiter le temps nécessaire à la simulation, seul le cas  $V = 8$  a été simulé et utilisé pour toutes les magnitudes stellaires, ce qui signifie que la correction de l'OA est un peu sous-estimée pour les étoiles brillantes. La Figure 3.2 représente les variations du *seeing* et de la vitesse du vent en fonction du temps pour le cas de test. Ces variations sont typiques des variations qui peuvent être mesurées à l'observatoire de Paranal au cours d'une séquence de 4 heures d'observation.

Pour chaque image, un certain nombre de paramètres optiques sont modifiés. En particulier sont pris en compte :

- un résidu aléatoire de translation et de rotation de la pupille
- les changements d'erreur de front d'onde dues à la rotation de la fenêtre d'entrée, de l'ADC

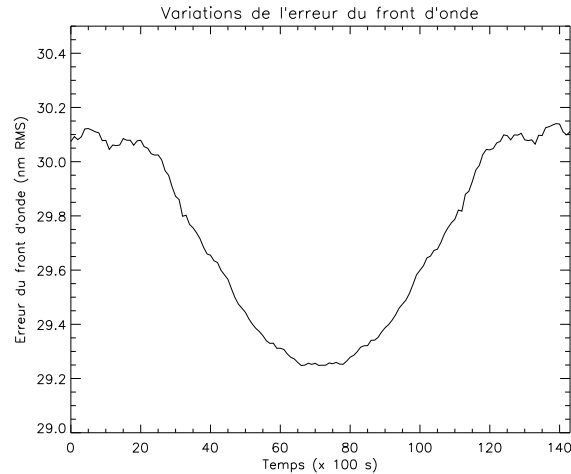


FIG. 3.3 – Évolution des erreurs achromatiques du front d'onde en amont du coronographe en fonction du temps pour le cas de test.

et du dérotateur

- les décalages chromatiques dus à l'ADC calculés à partir de son design optique
- les dérives lentes associées à la température, comme le défocus et le tilt

La Figure 3.3 représente les variations achromatiques des erreurs de front d'onde en amont du coronographe, hors télescope et atmosphère. Les aberrations du télescope sont connues et ne varient a priori pas en fonction du temps grâce à l'optique active dont est pourvu le VLT. La variation est fortement dépendante de l'angle horaire car c'est celui-ci qui fixe la vitesse de rotation ou la position des éléments optiques introduisant des aberrations dans le faisceau.

Les erreurs introduites en aval du coronographe, dans IRDIS, se résument à un défocus chromatique qui dépend des filtres utilisés pour l'observation (1.8 nm RMS pour le couple de filtre DBI H2H3), des erreurs de front d'onde achromatiques fixes dont la contribution est faible (50 nm RMS) et des erreurs de front d'onde chromatiques causées par le séparateur de faisceau et la procédure d'échange de filtres pour le couple de filtres DBI H2H3. Les aberrations différentielles entre les filtres de chaque paire a été fixé à  $\sim 7.5$  nm RMS. La largeur spectrale des filtres n'a pas été prise en compte dans la simulation puisqu'il a été montré par des études au sein du consortium SPHERE que l'impact sur les performances est négligeable.

La simulation telle qu'elle a été définie permet donc une modélisation temporelle des variations des aberrations optiques du système sur une durée de 4 heures, scindées en poses individuelles de 100 secondes qui échantillonnent la rotation de champ. Elle produit pour chaque pose des images normalisées des PSF coronographiées et non-coronographiées de la paire de filtre DBI simulée (dont les longueurs d'onde centrales sont notées  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$ ). Comme expliqué dans la Section 3.1.1, il est nécessaire d'appliquer une photométrie réaliste en terme de flux et de bruits de détection à ces images.

### 3.1.3 Normalisation photométrique des simulations

Quel que soit le système planétaire que l'on souhaite simuler, les aberrations optiques vont être identiques dans le système (dans la limite de la correction du système d'OA). Il est donc possible d'utiliser les images normalisées de la simulation CAOS pour produire des images simulées de différents systèmes simplement en variant la photométrie de l'étoile et de la planète, c'est-à-dire

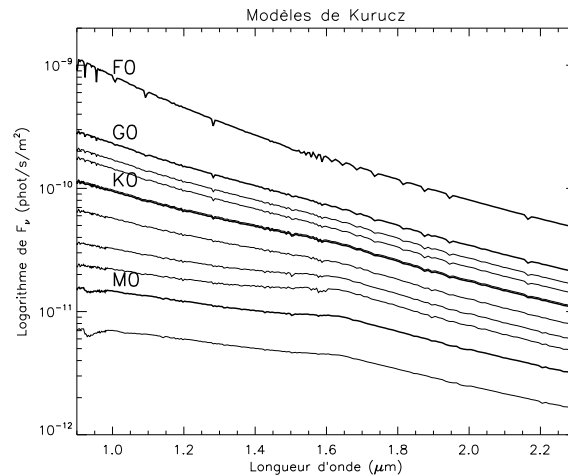


FIG. 3.4 – Spectres des étoiles incluses dans notre bibliothèque de spectres sur le domaine de longueur d’onde couvert par SPHERE pour une résolution  $R = 800$  établis à partie des modèles de Kurucz. Les types spectraux représentés sont F0, G0, G2, G5, G9, K0, K3, K5, K7, M0 et M2. Les modèles G9 et K0 ne sont pas distinguables séparément sur ce graphique.

le nombre de photons qui arrive de ces objets sur le détecteur. Le code *photométrique* doit donc :

- simuler l’étoile à partir de la PSF coronographiée et de son flux théorique (en  $\text{phot sec}^{-1} \text{m}^{-2}$ )
- simuler la planète à partir de la PSF non-coronographiée et de son flux théorique donné par les modèles d’atmosphères (en  $\text{phot sec}^{-1} \text{m}^{-2}$ )
- tenir compte de la transmission de l’atmosphère et de l’instrument aux longueurs d’ondes considérées
- tenir compte de l’émission thermique du ciel et de l’instrument dans le proche infrarouge
- ajouter les bruits induits par le processus de détection : bruit de photon, bruit de lecture, bruit de *flat field*
- éventuellement simuler des erreurs de calibration
- simuler le temps d’intégration

Ces différents points sont explicités dans les paragraphes suivants.

La première étape dans la mise en place de la simulation de la photométrie a été de constituer une bibliothèque contenant un grand nombre de spectres d’étoiles de différents types spectraux, et de modèles d’atmosphère de planètes géantes gazeuses. Les spectres de ces objets ont été calculés en  $\text{phot sec}^{-1} \text{m}^{-2}$  à une distance de 10 pc à une résolution spectrale  $R = 800$ . Les étoiles étant des objets étudiés en détail, leurs spectres standard sont bien connus et définis. SPHERE se destinant à la recherche d’exoplanètes autour d’étoile proches relativement froides, ainsi qu’ autour d’étoiles plus brillantes et plus éloignée, j’ai inclus dans la bibliothèque les type spectraux F0, G0, G2, G5, G9, K0, K3, K5, K7, M0 et M2 de la séquence principale. J’ai pour cela utilisé les spectres théoriques de Kurucz (Kurucz 1979; Castelli & Kurucz 2003) comme référence. La Figure 3.4 représente le spectre des étoiles incluses dans la bibliothèque sur la gamme de longueurs d’onde couverte par IRDIS. Le flux  $F_v$  des spectres a été calculé à une distance de 10 pc, et pour des rayons stellaires correspondant à leur type spectral respectif dans la séquence principale.

La photométrie des planètes est plus complexe que pour les étoiles de la séquence principale. Étant donné que pour le moment très peu de planètes géantes ont été détectées et caractérisées par spectroscopie, les connaissances sur les spectres de ces objets sont limitées aux modèles théoriques. Comme nous l’avons vu au Chapitre 2, plusieurs équipes dans le monde travaillent à la



TAB. 3.1 – Modèles d’atmosphères planétaires inclus dans la bibliothèque de spectres.

Modèle	COND <sup>a</sup>	SETTL <sup>b</sup>	DUSTY <sup>c</sup>	BSH <sup>d</sup>
Températures (K)	350 – 1300	1100 – 2300	1700 – 2500	700 – 2000
Gravités (dex)	2.5 – 6.0	4.5 – 5.5	2.5 – 6.0	4.5 – 5.5

Références : <sup>a</sup> Allard et al. (2003), <sup>b</sup> Allard, communication privée, <sup>c</sup> Allard et al. (2001), <sup>d</sup> Burrows et al. (2006).

modélisation détaillée des atmosphères de planètes géantes gazeuses. Afin d’être aussi exhaustif que possible, j’ai inclus dans la bibliothèque autant de grilles de modèles publiées que possible, dans les gammes de température et de gravité qu’elles sont censé couvrir de manière convenable. Le Tableau 3.1 résume les modèles inclus dans la bibliothèque. Leur flux a été calculé à une distance de 10 pc et pour un rayon égal au rayon de Jupiter ( $R_{Jup}$ ). Le fait de prendre un rayon égal à  $1 R_{Jup}$  pour tous les modèles n’est pas une hypothèse contraignante. En effet la plupart de modèles évolutionnaires prédisent des rayons de cet ordre de grandeur (voir par exemple Burrows et al. (1997); Chabrier et al. (2000a); Baraffe et al. (2003)).

A partir de ces spectres de référence stellaire et planétaire, il est alors possible d’obtenir le flux dans un filtre DBI et de l’utiliser pour normaliser photométriquement les données de CAOS. En sortie de la simulation, ces données n’ont pas d’unité physique, mais elles sont normalisées les unes par rapport aux autres, de sorte que l’atténuation en flux apportée par l’utilisation d’un coronographe est conservée. Pour ajouter une dimension physique à une PSF coronographique simulée  $I_{corono}$  à  $\lambda_0$ , on utilise la formule suivante :

$$I_{corono}^{norm} = \frac{I_{corono}}{\sum_{x,y} I(x,y)} F_{\lambda_i} S_{Tel} T_{\lambda_0} t_{pose} \quad (3.1)$$

où  $I$  est la PSF du télescope sans masque coronographique ni stop de Lyot,  $I_{corono}$  la PSF avec masque coronographique et stop de Lyot,  $F_{\lambda_i}$  est le flux de l’étoile à la longueur d’onde  $\lambda_i$ ,  $S_{Tel}$  est la surface collectrice du télescope,  $T_{\lambda_0}$  est la transmission de l’atmosphère terrestre et de l’instrument jusqu’au détecteur à  $\lambda_0$  et  $t_{pose}$  est le temps d’intégration. La PSF coronographiée est normalisée par le total du “flux numérique” contenu dans la PSF du télescope qui n’a pas traversé le coronographe pour conserver le ratio de photons effectivement atténués par l’utilisation du coronographe. Il est important d’utiliser ici la PSF non-coronographiée qui a servi de référence pour la simulation de la PSF coronographiée, car cela assure la bonne conservation du flux simulé.

Une fois l’image coronographique de l’étoile mise à l’échelle photométriquement, il est nécessaire d’ajouter le signal de la planète. Le signal de la planète est créé à partir de la PSF non-coronographiée hors-axe. Outre la mise à l’échelle photométrique, il faut prendre en compte la rotation de champ durant la pose considérée (100 s ici). Ceci s’effectue en divisant la pose de 100 s en poses élémentaires plus petites où l’effet de la rotation de champ aura fait tourner la PSF de la planète de moins de 0.5 pix. Pour chacune de ces petites poses, la position de la PSF de l’étoile est calculée en fonction de l’angle horaire à l’instant considéré, et toutes ces poses sont ajoutées pour former l’image de la PSF de la planète pendant la pose totale. L’effet de la rotation de champ est linéaire avec la séparation angulaire à l’étoile, donc c’est à grande distance que la PSF de la planète va être le plus influencée.

Pour chaque pose individuelle de 100 s, l’image de l’étoile et de la (ou des) planète(s) sont sommée(s), puis sont ajoutées les contributions du rayonnement thermique du ciel et de l’instrument. Le rayonnement du ciel a été calculé à partir des brillances du ciel mesurées à Paranal dans le proche infrarouge avec l’instrument ISAAC (Cuby et al. 2000). Le rayonnement thermique de

TAB. 3.2 – Rayonnement du ciel et de l'instrument dans les filtres IRDIS-DBI.

Filtre	Ciel (phot s <sup>-1</sup> pix <sup>-1</sup> )	Instrument (phot s <sup>-1</sup> pix <sup>-1</sup> )
Y2	36	0
Y3	36	0
J2	37	0
J3	42	0
J4	46	0
H1	72	0.02
H2	78	0.06
H3	85	0.2
H4	92	0.5
K1	409	65
K2	467	219

l'instrument a été calculé dans chaque filtre DBI en fonction de l'angle sous lequel est vu l'instrument hors du cryostat par le détecteur de IRDIS, en supposant que celui-ci est un corps noir à 300 K. Les valeurs utilisées pour le ciel et le fond thermique sont résumées dans le Tableau 3.2. On suppose, sauf mention contraire, que le rayonnement issu du ciel et de l'instrument produit un fond constant sur le détecteur, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de variation à grande ou petite échelle. Le fond, mis à l'échelle photométriquement en fonction du temps d'intégration, est finalement ajouté à l'image de l'étoile et de la planète.

Pour finir, les bruits induits par le détecteur sont ajoutés. Il s'agit du bruit de photon, du bruit de *flat field* et du bruit de lecture. Le bruit de photon est un bruit à distribution poissonnienne d'amplitude égale à la racine carré du signal. Le *flat field* sera calibré jusqu'à une précision de 10<sup>-3</sup> RMS grâce à l'utilisation d'une procédure de *dithering* : le détecteur sera mécaniquement déplacé de manière régulière au cours de la pose sur un motif carré de 10 × 10 pixels afin de moyenniser les erreurs de *flat field* et ainsi d'améliorer la précision d'un facteur 10. Le résidu de bruit est un bruit blanc indépendant d'un pixel à l'autre. Le bruit de lecture du détecteur attendu est d'environ 10 e<sup>-</sup>/lecture RMS. Ces contributions sont supposées être calibrées : seules leurs variances résiduelles sont ajoutées sur l'image.

Cette procédure d'application de la photométrie et des bruits résiduels est appliquée pour toutes les images individuelles de 100 s, et pour les deux longueurs d'onde des filtres DBI considérés, résultant en un cube d'image pour chaque système étoile+planète simulé.

### 3.1.4 Conclusion sur la simulation du cas de test

Afin d'avoir un large échantillon de cubes de données, correspondant à des cas variés de contraste entre l'étoile et la planète, j'ai simulé le cas de test dans les bandes Y, J, H et K, avec les paires de filtres Y2Y3, J2J3, H2H3 et K1K2. Pour chaque paire de filtre, la photométrie a été calculée à 10 pc pour toutes les combinaisons possibles entre les étoiles de type spectraux inclus dans notre bibliothèque de spectres et 6 modèles d'atmosphère planétaire à des températures effectives croissantes (COND-500 K, COND-700 K, COND-1000 K, SETTL-1300 K, SETTL-1800 K, DUSTY-2500 K, pour une gravité de log *g* = 5.0 dex). Les spectres de ces modèles sont illustrés sur la Figure 3.5 avec le domaine couvert par les filtres IRDIS-DBI simulés dans le cas de test.

De ces simulations résulte donc un total de 66 cubes de données dans chaque bande, soit 132 valeurs de contraste différentes. Enfin, 5 planètes ont été simulées dans chaque cube de données

à 0.2'', 0.5'', 1.0'', 1.5'', 2.0''. De plus, dans chacune des poses individuelles de 100 s, la PSF planétaire a été simulée à 3 positions séparées de 120°. Ces données ont permis de tester différentes méthodes d'analyse des données et d'estimer les performances de détection et de caractérisation de IRDIS dans des conditions réalistes.

## 3.2 Méthodes d'analyse des données

Comme nous l'avons vu au Chapitre 2, l'imagerie à haut contraste est limitée principalement par les speckles correspondant à des défauts de phase dans l'instrument et l'atmosphère qui diffusent la lumière hors de la PSF théorique de l'étoile. Ces speckles ont une taille caractéristique égale à  $\lambda/D$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'observation et  $D$  est le diamètre du télescope. Cette taille est également celle de la largeur de la PSF planétaire. Il peut donc devenir extrêmement difficile de différencier un objet faible comme une planète d'un speckle. Ce problème a conduit au développement de différentes méthodes d'analyse des données qui vont permettre d'éliminer la lumière diffusée de l'étoile et faire ressortir le signal d'un possible compagnon beaucoup plus faible. Dans cette section je présente deux des principales méthodes et leur association que j'ai utilisées pour améliorer les performances de la détection de planètes.

### 3.2.1 Méthode de différence spectrale (SDI)

La taille de la PSF stellaire est linéairement dépendante de la longueur d'onde  $\lambda$ . Cette propriété est intrinsèque à tout système optique. Il en va de même pour la taille et la position d'un motif de speckles (statiques ou variables dans le temps) dans une image coronographique. Cette propriété a amené Racine et al. (1999) à proposer une méthode spectrale pour éliminer les résidus stellaires diffusés par les erreurs de phases induits dans le système : en prenant des images simultanées de l'étoile à 2 longueurs d'onde proches  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$  (c'est-à-dire  $\lambda_1 = \lambda_0 + \delta_\lambda$  avec  $\delta_\lambda \ll \lambda_0$ ), et en soustrayant l'image prise à  $\lambda_1$  à l'image prise à  $\lambda_0$ , la PSF de l'étoile et le motif de speckle doivent pouvoir être éliminés efficacement :

$$I_{\text{diff}} = I_{\lambda_0} - \alpha \cdot \hat{I}_{\lambda_1} \quad (3.2)$$

où  $I_{\lambda_0}$  est l'image à  $\lambda_0$ ,  $\hat{I}_{\lambda_1}$  est l'image à  $\lambda_1$  remise à l'échelle spatiale de l'image à  $\lambda_0$  et  $\alpha$  est un facteur de correction d'amplitude qui peut être nécessaire pour compenser une éventuelle différence de flux stellaire entre les deux longueurs d'onde. La remise à l'échelle spatiale de l'image à  $\lambda_1$  d'un facteur  $\gamma = \lambda_0/\lambda_1$  est nécessaire pour une élimination optimale des résidus stellaires puisque leur position est linéairement dépendante de la longueur d'onde. La Figure 3.6 illustre cette méthode sur une étoile de type K0 à 10 pc entourée de planètes ayant une  $T_{\text{eff}}$  égale à 1000 K dans le couple de filtres H2H3. Bien que les planètes soient déjà visibles dans les images individuelles, la différence atténue nettement le halo et le motif de speckles, faisant ressortir les planètes simulées. Cette méthode est généralement désignée par SDI pour *Simultaneous Differential Imaging* ou *Spectral Differential Imaging*.

Le principal intérêt de cette méthode réside dans l'amélioration de la détection d'objets faibles ayant de larges bandes d'absorption moléculaires, ce qui serait le cas des objets de type planètes géantes gazeuses en bande H d'après les modèles actuels comme cela a été expliqué au Chapitre 1. En effet, si un large contraste existe pour le flux de la planète entre  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$ , la soustraction des deux images va principalement éliminer les résidus stellaires, faisant ressortir le signal de la planète dans la différence. Pour les objets où la différence de flux serait faible, la capacité à les

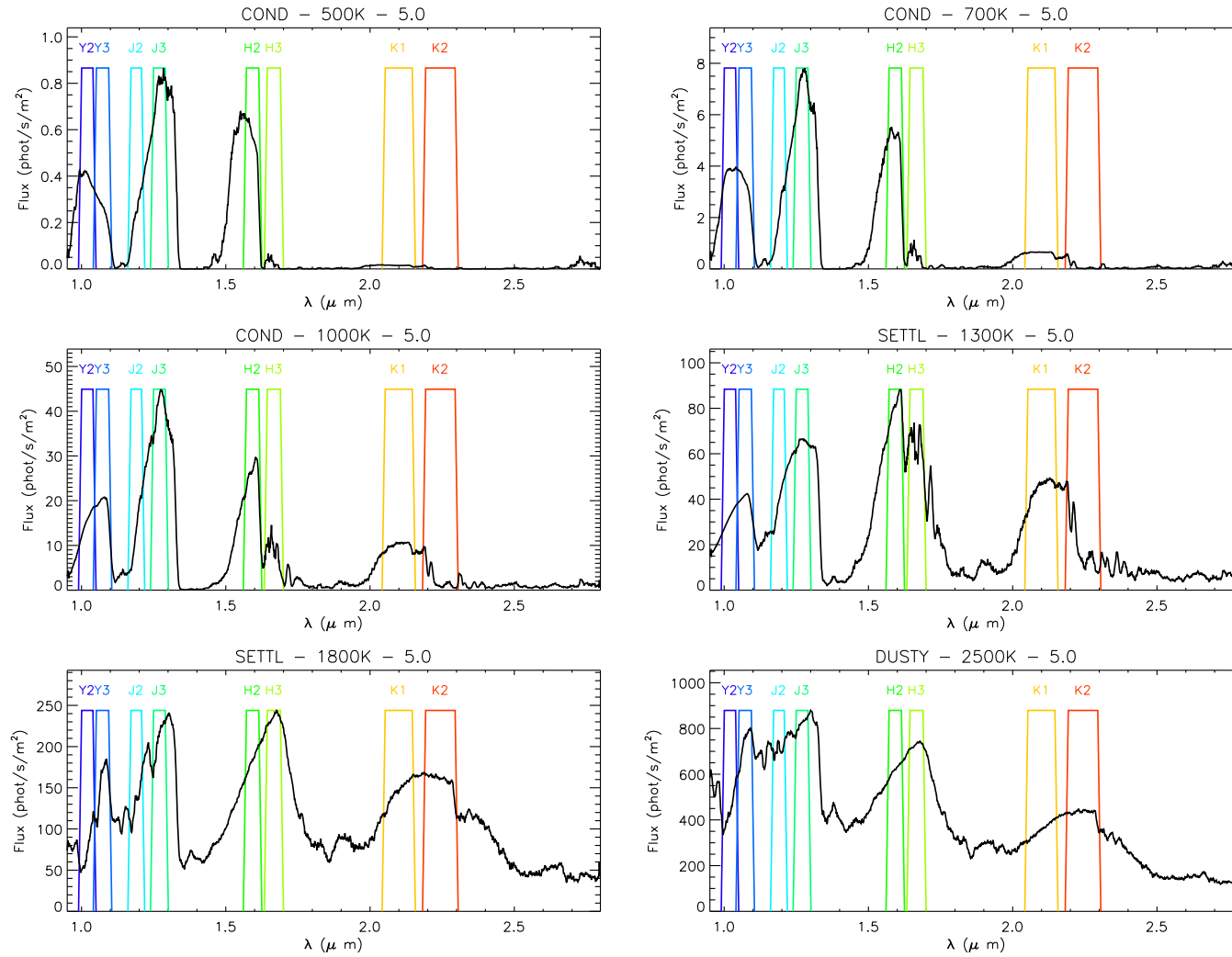


Fig. 3.5 – Spectre des modèles d’atmosphère planétaire simulés à  $R = 400$  utilisés dans le cas de test, ainsi que les domaines de transmission des différents filtres IRDIS-DBI. Le titre de chaque graphique donne le type de modèle, la  $T_{\text{eff}}$  et le  $\log g$ . Les modèles COND proviennent de [Allard et al. \(2003\)](#), les modèles SETTL de communication privé avec F. Allard et les modèles DUSTY de [Allard et al. \(2001\)](#).

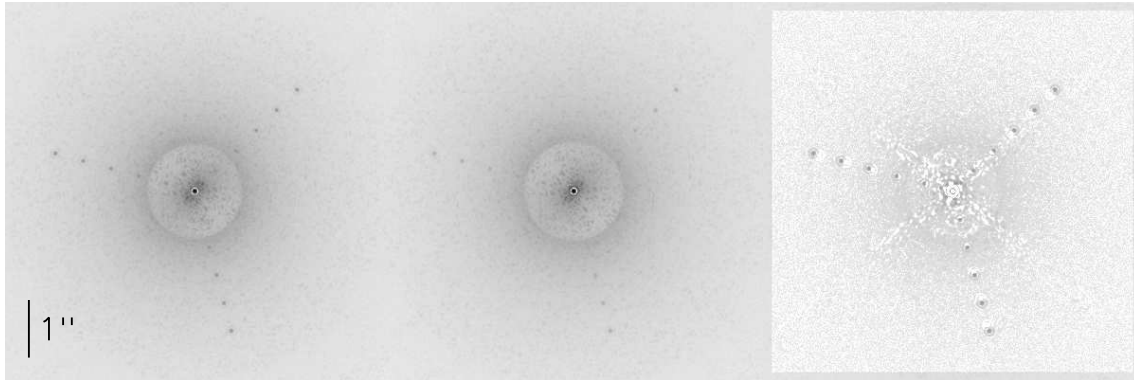


FIG. 3.6 – Exemple de l'utilisation de la méthode SDI sur deux images à  $\lambda_0 = 1.593 \mu\text{m}$  (gauche) et  $\lambda_1 = 1.667 \mu\text{m}$  (centre) représentant une étoile de type K0 à une distance de 10 pc entourée de planètes ayant une  $T_{\text{eff}}$  égale à 1000 K. La différence spectrale (droite) atténue clairement le motif de speckles et le halo, faisant ressortir les planètes simulées autour de l'étoile, bien que celles-ci soient déjà visibles avant la soustraction. Pour plus de clarté, l'échelle est logarithmique et inversée. Elle est identique dans les 3 images.

détecter par différence spectrale n'est cependant pas améliorée, en particulier à petite séparation angulaire de l'étoile. En effet, à grande séparation, la remise à l'échelle spatiale de l'image à  $\lambda_1$  va rapprocher la planète de l'étoile d'un facteur  $\gamma = \lambda_0/\lambda_1$ , puisque la planète est un objet fixe dans le champ, sa position ne dépend donc pas de la longueur d'onde<sup>3</sup>. Lors de la différence spectrale, on va donc faire apparaître une image "positive" de la planète à  $\lambda_0$  et une image "négative" de la planète à  $\lambda_1$ . Mais cet effet n'est visible qu'au delà d'une certaine séparation angulaire (1.05'' dans le cas du couple de filtres H2H3 de IRDIS) : au-dessous les images "positives" et "négatives" se recouvriraient, ce qui explique pourquoi la planète ne sera pas détectée si les flux sont équivalents dans les deux filtres.

Une première expérience réalisée sur l'instrument MONICA au CFHT a permis à [Racine et al. 1999](#) d'obtenir une atténuation de 1.75 mag du motif de speckles d'une étoile artificielle à travers un filtre continuum-K à  $\lambda_0 = 2.26 \mu\text{m}$  et un filtre CO à  $\lambda_1 = 2.30 \mu\text{m}$ . [Marois et al. \(2000\)](#) ont montré qu'il doit être possible en théorie d'obtenir une atténuation d'un facteur 10 mag avec l'utilisation de trois longueurs d'onde. La mise en place de la caméra TRIDENT dans le proche infrarouge sur le CFHT ([Marois et al. 2005](#)) leur a permis de tester sur le ciel cette technique avec d'excellents résultats puisqu'une atténuation de 9.5 mag a été obtenue à une séparation de 0.5'' en bande H avec l'utilisation d'une étoile de référence pour calibrer les aberrations non-communes entre les trois voies optiques de l'instrument et la variation temporelle de la PSF.

En effet, il existe deux principales limitations dans l'imagerie multi-bande telle que proposée par Racine et al. La première est la séparation du faisceau optique en 2 voies distinctes traversant les filtres aux longueurs d'onde  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$ . La quantité d'aberrations optiques différentielles entre ces deux voies doit rester la plus faible possible pour ne pas introduire de différences substantielles entre les deux PSFs. Et la seconde est la stabilité de la PSF dans le temps, qui est un élément important pour une bonne atténuation du bruit de speckles. L'évolution de la PSF est principalement due aux changements d'aberrations optiques induites par le mouvement du télescope au cours de la pose. Pour calibrer cet effet, [Marois et al. \(2005\)](#) ont proposé d'observer une étoile de référence à une déclinaison similaire à celle de leur étoile cible et à des angles horaires identiques pour placer le télescope dans une position semblable à celle qu'il avait lors de la pose sur l'étoile cible. Avec

<sup>3</sup>Mais la taille de la PSF de la planète est linéairement dépendante de la longueur d'onde.

cette calibration, un gain de 3 mag a été obtenu sur l'atténuation par rapport au cas sans étoile de référence.

Cependant, l'observation d'une étoile de référence représente une perte de temps considérable, d'autant plus qu'il est *a priori* nécessaire d'observer cette étoile de référence pendant une durée égale à celle de l'étoile cible afin de calibrer au mieux les variations temporelles de la PSF. D'autre part, les conditions atmosphériques lors de l'observation de l'étoile de référence auront nécessairement changé, ce qui conduira à une perte de performance. Ce constat a conduit au développement de nouvelles méthodes d'analyse des données permettant de s'affranchir d'observations supplémentaires.

### 3.2.2 Méthode de différence angulaire (ADI)

Le problème de stabilité de la PSF dans le temps est la limitation majeure de l'imagerie à haut contraste pour la recherche de planètes. En effet après quelques minutes d'intégration, le bruit de la PSF converge vers un motif de speckles quasi-statiques qui empêche l'amélioration de l'atténuation avec le temps d'intégration. D'où la nécessité d'utiliser une PSF de référence qui va permettre d'éliminer ces speckles quasi-statiques.

Des techniques de construction de PSF de référence ont été testées avec succès sur le *Hubble Space Telescope* (HST) et ont permis d'obtenir des atténuations de la PSF stellaire de 4.25 mag (Schneider & Silverstone 2003; Fraquelli et al. 2004). La PSF de référence est obtenue en observant l'étoile avec le HST dans 2 angles de basculement différents ("*roll angles*"), ce qui va provoquer une rotation du champ par rapport au détecteur, mais pas de la PSF. L'ADI (*Angular Differential Imaging*) proposé par Marois et al. (2006) est une généralisation de ce concept pour des télescopes terrestres sur monture alt-azimutale. Cette méthode est une technique de calibration de la PSF stellaire qui peut en principe éliminer très efficacement la structure quasi-statique en créant une PSF de référence à partir des observations. Elle nécessite l'acquisition d'une séquence d'images en pupille stabilisée, c'est-à-dire en maintenant le télescope et les optiques alignées autant que possible. Cette configuration offre une grande stabilité de la PSF et améliore les performances des systèmes d'OA. Dans une telle séquence d'observation, le champ observé va tourner lentement autour de la PSF, à une vitesse qui dépend directement de la déclinaison de l'étoile observée et de l'angle horaire. A partir des images de la séquence prise avec différente rotation de champ, on construit alors une PSF de référence à partir d'images suffisamment éloignées dans le temps pour que les PSFs d'une éventuelle planète ne se recouvrent pas entre les deux images. Il est important de noter que la rotation du champ au cours d'une pose va entraîner un léger étalement de la PSF de la planète, et donc une faible diminution du pic du signal. Comme nous le verrons dans la Section 3.4, ces considérations sont importantes pour faire de la photométrie précise sur les planètes.

La première solution pour construire la PSF de référence consiste à prendre la médiane du cube d'image de la séquence d'observation, et la soustraire à chaque image individuelle du cube. La médiane étant prise sur un grand nombre d'image, le bruit (de photon, de lecteur, ...) inter-pixel de la référence est bien plus faible que le bruit dans les images individuelles. Cependant, si on suppose que la séquence couvre une durée de plusieurs heures, la corrélation entre les speckles quasi-statiques d'un bout à l'autre de la séquence est relativement faible. En effet, le temps de corrélation des speckles quasi-statiques en imagerie à haut contraste est de l'ordre de quelques minutes à quelques dizaines de minutes (Macintosh et al. 2005; Hinkley et al. 2007).

La seconde solution est de construire une PSF de référence pour chaque image à partir de la médiane de quelques images proches dans le temps (avant et/ou après), mais suffisamment éloignées pour que la PSF d'une éventuelle planète ait tourné d'au moins 1.5 fois la FWHM de



la PSF. Le temps nécessaire pour cette rotation est une fonction de la séparation angulaire de la planète à l'étoile, de la position de l'étoile dans le ciel et de la localisation du télescope à la surface du globe. La vitesse de rotation du champ  $\psi$  en degrés par minutes est donnée par la dérivée de l'angle parallactique :

$$\psi = 0.2506 \frac{\cos A \cos \phi}{\sin z} \quad (3.3)$$

où  $A$  est l'azimut de l'étoile,  $\phi$  la latitude du télescope et  $z$  la distance de l'étoile au zénith. En construisant une PSF de référence à partir d'images proches dans le temps, on diminue la perte de corrélation entre les speckles quasi-statiques et on obtient une meilleure atténuation de la PSF. Cependant on devient plus sensible au bruit intrinsèque inter-pixel de chaque image puisqu'on travaille sur un nombre restreint d'images. Cette méthode est donc mieux adaptée pour les régions proches de l'étoile où l'on est limité par le bruit de speckles.

Pour chacune des deux solutions, une fois la PSF de référence soustraite aux images individuelles on recombine les images résiduelles après réaligement du champ par une rotation pour moyenner le bruit résiduel. Pour un traitement analytique plus étendu de l'atténuation obtenue, se référer à [Marois et al. \(2006\)](#).

Comme nous allons le voir dans ce paragraphe, les deux solutions proposées pour la construction d'une PSF de référence peuvent être combinées pour assurer une atténuation adaptée. On suppose qu'on dispose d'une séquence de  $n$  images ayant subi individuellement une procédure de réduction de données et ayant été alignées les unes par rapport aux autres. On note cette séquence :

$$I_1(t_1, \theta_1), I_2(t_2, \theta_2), I_3(t_3, \theta_3), \dots, I_n(t_n, \theta_n) \quad (3.4)$$

où  $t_i$  est le temps d'exposition de l'image  $i$ , et  $\theta_i$  l'orientation du champ au temps  $t_i$ . La première soustraction de PSF de référence est simplement :

$$I_i^D = I_i - \text{mediane}(I_1, I_2, I_3, \dots, I_n) \quad (3.5)$$

Ensuite, une PSF de référence locale est obtenue pour chaque image en combinant par médiane 4 images (2 avant, 2 après) où le champ a tourné d'au moins 1.5 fois la FWHM de la PSF de la planète. Pour la construction de cette PSF de référence, l'image est scindée en plusieurs anneaux de rayon croissant pour tenir compte de la dépendance de la rotation avec la séparation angulaire. L'intensité de la PSF de référence est également ajustée dans chaque anneau pour minimiser le bruit après soustraction. Dans chaque anneau et pour chaque image  $i$  cette étape s'écrit :

$$I_i^{ADI} = I_i^D - a \times \text{mediane}(I_{i-b}^D, I_{i-b-1}^D, I_{i+c}^D, I_{i+c+1}^D) \quad (3.6)$$

où  $a$  est le facteur de normalisation pour la minimisation du bruit dans l'anneau, et  $b$  et  $c$  sont respectivement le nombre d'images nécessaires au champ pour tourner de 1.5 fois la FWHM entre  $I_i$  et les images obtenues avant et après. Les images  $I_i^{ADI}$  sont ensuite tournées pour aligner le champ avec la première image de la séquence, et le résultat final est obtenu en prenant la médiane du cube d'images réalignées :

$$I_F^{ADI} = \text{mediane} \left[ I_1^{ADI}, \text{rot}(I_2^{ADI}, \theta_{1-2}), \text{rot}(I_3^{ADI}, \theta_{1-3}), \dots, \text{rot}(I_n^{ADI}, \theta_{1-n}) \right] \quad (3.7)$$

Bien que plus complexe à mettre en œuvre, cette méthode est censé pouvoir offrir une excellente atténuation de la PSF en optimisant la PSF de référence dans le temps, en particulier lorsqu'elle est couplée à la méthode SDI.

### 3.2.3 Méthode couplée spectrale et angulaire (SDI+ADI)

Avec l'utilisation de IRDIS, les deux méthodes SDI et ADI pourront être combinées de manière naturelle, IRDIS offrant simultanément deux images à deux longueurs d'onde proches. La séquence obtenue peut se noter :

$$\left[ I_1^{\lambda_0}(t_1, \theta_1), I_1^{\lambda_1}(t_1, \theta_1) \right], \left[ I_2^{\lambda_0}(t_2, \theta_2), I_2^{\lambda_1}(t_2, \theta_2) \right], \left[ I_3^{\lambda_0}(t_3, \theta_3), I_3^{\lambda_1}(t_3, \theta_3) \right], \dots, \left[ I_n^{\lambda_0}(t_n, \theta_n), I_n^{\lambda_1}(t_n, \theta_n) \right] \quad (3.8)$$

Une fois la séquence d'images acquises, la méthode SDI sera d'abord appliquée sur les couples images individuelles de la séquence pour ôter principalement les effets atmosphériques ayant des temps de corrélation assez courts. Pour chaque couple d'images  $i$  à  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$  :

$$I_i = I_i^{\lambda_0}(t_i, \theta_i) - \alpha \cdot \hat{I}_i^{\lambda_1}(t_i, \theta_i) \quad (3.9)$$

où les notations sont similaires à l'Équation 3.2. Puis la méthode ADI comme décrite dans la section précédente peut être appliquée sur les images  $I_i$  suivant les Équations 3.5, 3.6 et 3.7.

Une autre alternative pourrait être de combiner toutes les images à  $\lambda_0$  par ADI, toutes les images à  $\lambda_1$  par ADI et finalement d'appliquer la méthode SDI aux deux images réduites de l'ADI à  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$ . Mais cette approche fait perdre tout l'intérêt d'avoir des images simultanées à deux longueurs d'onde qui permettent d'éliminer efficacement les speckles atmosphériques qui n'ont pas été moyennés sur une pose de courte durée. Comme nous le verrons dans la suite, cette méthode offre effectivement des performances moindres en détection et sera écartée pour le traitement des données en combinant SDI et ADI.

## 3.3 Performances en détection

Nous allons maintenant comparer les performances en terme de détection des méthodes d'analyse de données explicitées dans la Section 3.2. On se place ici dans le cas idéal où on suppose que les images ont subi une procédure de réduction de données adéquate pour compenser les effets standards (cosmétique, soustraction du ciel et du fond thermique, division par le *flat field*), et qu'elles sont parfaitement alignées les unes par rapport aux autres. Nous présenterons à la fin de ce chapitre l'impact des erreurs de calibration.

### 3.3.1 Implémentation des méthodes d'analyse des données

Avant de discuter les limites de détection des différentes méthodes d'analyse des données, il est nécessaire d'explicitier quelques détails sur leur implémentation proprement dite. La bonne implémentation de ces méthodes conditionne leur efficacité et donc l'atténuation du bruit de speckles qui en résulte.

La méthode SDI est relativement directe et ne nécessite pas de procédure complexe. Le point le plus critique est la remise à l'échelle spatiale de l'image  $I_{\lambda_1}$ . En effet, le rapport  $\lambda_0/\lambda_1$  n'a aucune raison d'être un nombre entier de pixels, donc la nouvelle taille de l'image  $\hat{I}_{\lambda_1}$  n'a elle non plus aucune raison d'être entière. Les fonctions classiques d'interpolation disponibles dans la plupart des environnements<sup>4</sup> ont l'inconvénient d'être complètement opaques à l'utilisateur, et les

<sup>4</sup> *congrid* dans IDL par exemple.



TAB. 3.3 – Temps nécessaire au champ pour tourner de 1.5 fois la FWHM dans le cas de test

Séparation angulaire (as)	Rotation nécessaire (deg)	Temps nécessaire (min)
0.2	17.6	47
0.5	7.1	21
1.0	3.5	11
1.5	2.4	8
2.0	1.8	5

interpolations proposées ne sont pas exemptes de défauts. SPHERE a été conçu pour fournir des données qui seront échantillonnées au-delà de la fréquence de Shannon. Il est donc possible d'utiliser des procédures optimales d'interpolation numériques du type *zero-padding*. J'ai utilisé une fonction IDL mise à disposition par Laurent Mugnier et Nicolas Védrenne (ONERA) qui effectue une remise à l'échelle précise par *zero-padding* dans l'espace direct et dans l'espace de Fourier (pour le principe du *zero-padding* et de son utilisation dans les problèmes d'échantillonnage, voir par exemple [Holst 1998](#)).

Le deuxième point clé de la méthode SDI est le facteur de normalisation de l'amplitude  $\alpha$  appliqué à  $\hat{I}_{\lambda_1}$  avant la soustraction à  $I_{\lambda_0}$  (cf. Équation 3.2). Le rôle de ce facteur d'amplitude est de compenser une éventuelle différence de flux de l'étoile dans les deux filtres. Pour calculer ce facteur, j'ai simplement égalisé les flux dans les images  $I_{\lambda_0}$  et  $\hat{I}_{\lambda_1}$  :

$$\alpha = \frac{\sum_{x,y}^N I_{\lambda_0}(x,y)}{\sum_{x,y}^N \hat{I}_{\lambda_1}(x,y)} \quad (3.10)$$

où  $N$  est la taille du côté de l'image et  $x$  et  $y$  sont les coordonnées des pixels.

Concernant la méthode ADI, il existe quelques points importants. Le premier est le nombre d'anneaux dans lequel est appliqué l'ADI. J'ai choisi de placer les limites des anneaux entre les positions de nos planètes simulées, c'est-à-dire à 0.1'', 0.35'', 0.75'', 1.25'', 1.75'' et 2.25''. Le point suivant concerne la durée de la séquence d'observation. Dans notre simulation nous disposons d'au maximum 144 images de 100 s chacune. La méthode ADI nécessite de trouver des images espacées d'au moins 1.5 fois la FWHM de la PSF planétaire pour construire une PSF de référence. Or à faible séparation angulaire ( $\rho < 0.5''$ ) il est nécessaire que la durée d'observation totale soit longue car le temps nécessaire pour tourner de 1.5 fois la FWHM est proportionnel à la séparation angulaire. Le Tableau 3.3 donne une estimation du temps nécessaire au champ pour tourner de 1.5 fois la FWHM dans le cas de test à partir du début de l'observation à différentes séparations angulaires. Dans le cas d'observations de faible durée, où il n'est pas possible de trouver des images séparées de 1.5 fois la taille de la FWHM, seule la première partie de l'ADI décrite par l'Équation 3.5 est appliquée pour enlever les speckles fortement corrélés de la PSF.

Enfin, dans les autres cas où la rotation de champ est suffisamment importante, le facteur de normalisation  $a$  de l'Équation 3.6 est calculé par minimisation du bruit résiduel au sens des moindres carrés. Ce coefficient converge vers zéro pour les images dominées par le bruit inter-pixel alors qu'il converge vers 1 pour les images dominées par le bruit de speckles. En effet, dans les images dominées par le bruit de speckles la corrélation entre les speckles deux images va être fort, et donc  $a$  va prendre une valeur proche de 1 pour les éliminer, alors que dans les images dominées par le bruit inter-pixel, la corrélation entre les deux images va être très faible.

### 3.3.2 Limites de détections

Les limites de détection sont données par le niveau de bruit dans les images après application de la méthode d'analyse des données. Nous appellerons ces images les *images réduites*. Les méthodes d'analyse présentées dans la Section 3.2 ont pour but de réduire au maximum le bruit de speckles qui limite les capacités de détection de planètes dans les images coronographiques de IRDIS.

Il faut distinguer le niveau du bruit proprement dit du niveau de détection. On mesure le niveau de bruit en calculant l'écart type  $\sigma$  du signal dans l'image réduite dans des anneaux de largeur égale à la FWHM de la PSF de la planète et de rayon croissant. Le niveau du bruit équivaut à la limite de détection à  $1\text{-}\sigma$ . Les courbes de niveau de bruit sont normalisées par rapport au maximum du pic de la PSF non-coronographiée, qui représente le niveau par rapport auquel on veut mesurer le niveau du bruit. Le profil de PSF et le profil coronographique sont calculés en moyennant le signal de la PSF et l'image coronographique dans des anneaux de rayons croissants. Ces courbes donnent les limites fondamentales des méthodes d'analyse.

En pratique il n'est pas possible de détecter une planète dont le niveau du signal est de l'ordre du niveau du bruit. Pour que la planète soit détectée il est nécessaire que son signal soit au moins  $n$  fois au-dessus du bruit. On utilise classiquement une valeur seuil de  $n = 5$  pour chercher une planète, c'est-à-dire qu'on utilise une limite de détection à  $5\text{-}\sigma$ . Si le bruit résiduel est gaussien, cela correspond à un niveau de confiance  $NC(5) = 99.99994\%$ . Cependant considérer le bruit résiduel comme un bruit à distribution gaussienne est une hypothèse forte qui nécessite d'être vérifiée. Le travail de Goodman (1968), Aime & Soummer (2004) et Fitzgerald & Graham (2006) a montré que la fonction de densité de probabilité du bruit de speckles est une fonction Ricienne modifiée. Marois et al. (2008a) ont étudié sur des données simulées et des données observées la statistique du bruit résiduel après utilisation de l'ADI. Ils ont en particulier montré que la rotation de champ utilisée par la méthode moyenne de façon incohérente les speckles quasi-statiques, et que la statistique du bruit résiduel dans l'image finale est quasi-gaussienne pour un nombre d'images décorréliées supérieur ou égal à  $\sim 20$ .

Pour l'utilisation de l'ADI sur notre cas de test, le nombre d'images utilisé est au minimum une cinquantaine d'image sur une pose de 4 heures. Dans la suite je suppose donc que le bruit résiduel dans les images traitées par ADI suit une statistique quasi-gaussienne, et j'adopterai comme critère de détection une valeur de  $5\text{-}\sigma$ .

La Figure 3.7 montre le niveau de bruit ( $1\text{-}\sigma$ ) dans les images simulées avec le couple de filtres H2H3 et traitées avec trois méthodes d'analyse de données (SDI, ADI et SDI+ADI). Deux cas sont traités : un cas de fort flux avec une étoile F0 à 10 pc ( $V = 2.7$ ) et un cas de faible flux avec une étoile M0 à 10 pc ( $V = 8.8$ ). La partie au-dessous de  $0.15''$  correspondant à une zone aveugle située sous le masque coronographique n'est pas significative. Dans les deux cas le profil coronographique se situe légèrement au-dessus du profil de la PSF car il s'agit d'une PSF parfaite non-bruitée. Dans le cas de l'ADI, seul le filtre H2 est représenté, le bruit dans le filtre H3 est quasiment identique.

Le cas fort flux nous montre l'amélioration obtenue avec les 3 méthodes d'analyse des données dans un cas limité par le bruit de speckle jusqu'au bord de la zone d'analyse à  $2.5''$  de l'étoile. Le SDI et l'ADI donnent un niveau de bruit similaire, avec un avantage d'environ 0.5 à 1.0 mag pour le SDI à des séparations angulaires de  $0.3''$  et plus. L'atténuation par rapport au profil coronographique reste relativement constant en fonction de la séparation au-delà de  $0.5''$ , avec une valeur d'environ 5 mag. A petite séparation, l'ADI conserve une atténuation quasi-identique, alors que le bruit en SDI augmente rapidement au-dessous de  $0.5''$ . A  $0.25''$ , l'atténuation en SDI et ADI est identique et représente  $\sim 14$  mag par rapport au pic de la PSF. La combinaison SDI+ADI améliore

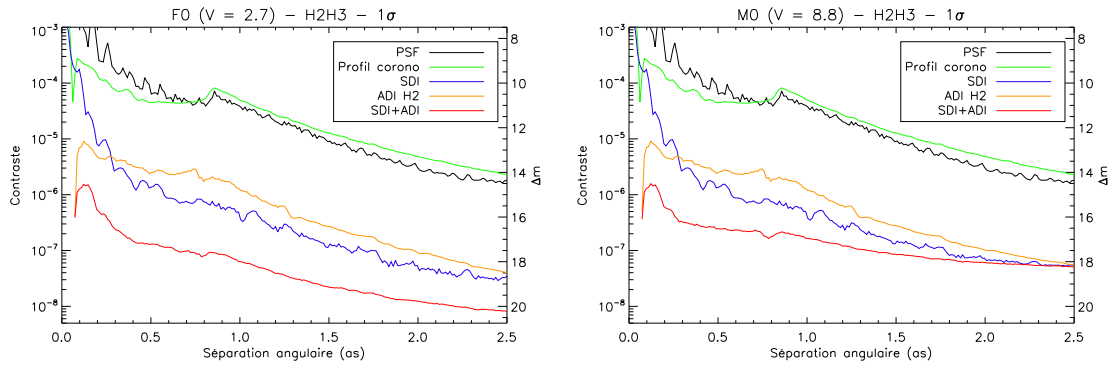


FIG. 3.7 – Limites de détection à  $1\text{-}\sigma$  dans le couple de filtre H2H3 pour un cas de fort flux (gauche, étoile de type F0,  $V = 2.7$ ) et de faible flux (droite, étoile de type M0,  $V = 8.8$ ) sur une pose de 4 h. Les courbes de la PSF et du profil coronographique observés sont données par une moyenne dans un anneau du rayon considéré. Les courbes du niveau de bruit après application d’une des méthodes de réduction de données sont données par un écart type dans un anneau du rayon considéré.

les performances, atténuant encore de 2 à 3 mag le bruit par rapport au SDI seul. En particulier, l’atténuation à  $0.25''$  est fortement réduite, passant de  $\sim 14$  mag à  $\sim 16$  mag par rapport au pic de la PSF. A  $2.5''$ , l’atténuation par rapport au pic de la PSF est de plus de 20 mag.

Le cas faible flux est très similaire pour le SDI et l’ADI jusqu’à une séparation angulaire de  $1.5''$ . Pour le SDI+ADI, une différence notable est visible dès  $0.2''$ . Dans le cas de cette étoile faible, les méthodes d’analyse de données sont rapidement limitées par les bruits intrinsèques au système, et l’atténuation apportée par les méthodes d’analyse est fortement diminuée. En particulier, le SDI+ADI subit une perte d’atténuation de 2 mag en bord de champ par rapport au SDI seul. L’impact en SDI ou ADI est moins important du fait de la limite plus haute qu’en SDI+ADI : ils subissent une perte d’atténuation de moins de 1 mag à  $2.5''$ .

La même analyse peut être effectuée dans toutes les bandes simulées pour le cas de test. Les niveaux de bruit dans les autres couples de filtres sont tracés dans la Figure 3.8. Les profils sont limités en SDI et SDI+ADI à  $2.0''$  en Y2Y3 et à  $2.2''$  en J2J3 car la taille des images simulées est limitée, et le processus de remise à l’échelle spatiale en SDI et SDI+ADI diminue la zone exploitable des données. Avec les couples de filtres Y2Y3 et J2J3 le comportement pour les différentes méthodes d’analyse est similaire au cas H2H3, que ce soit en fort ou en faible flux. La différence la plus significative se situe en bande K où le rayonnement du ciel et de l’instrument sont beaucoup plus importants que dans les autres bandes (voir Tableau 3.2). En fort flux, les profils SDI et ADI sont confondus pour des séparations angulaires supérieures à  $0.4''$ , mais le SDI+ADI apporte toujours une nette amélioration de l’atténuation. Le SDI est ici limitée par le bruit thermique dans l’image à  $\lambda_1$ . En faible flux, les profils SDI et SDI+ADI atteignent tous les deux un plateau à partir de  $1.5''$  sans amélioration possible. L’utilisation de SDI+ADI apporte un léger gain d’atténuation entre  $0.2''$  et  $1.0''$ , mais au delà le bruit thermique domine. En ADI dans le filtre K1, l’atténuation est un peu meilleure au-delà de  $1.5''$ , mais dans le filtre K2 le même plateau est atteint. Les images sont supposées être calibrées parfaitement ici, c’est-à-dire que le bruit résiduel du fond thermique et du ciel est minimal. Le bruit du rayonnement thermique du ciel et de l’instrument est donc une limitation fondamentale dans ce cas.

Enfin pour finir, la Figure 3.9 compare les niveaux de bruit avec les filtres H2H3 en fort flux pour les méthodes ADI, ADI+SDI et SDI+ADI. Comme évoqué dans la Section 3.2.3, le

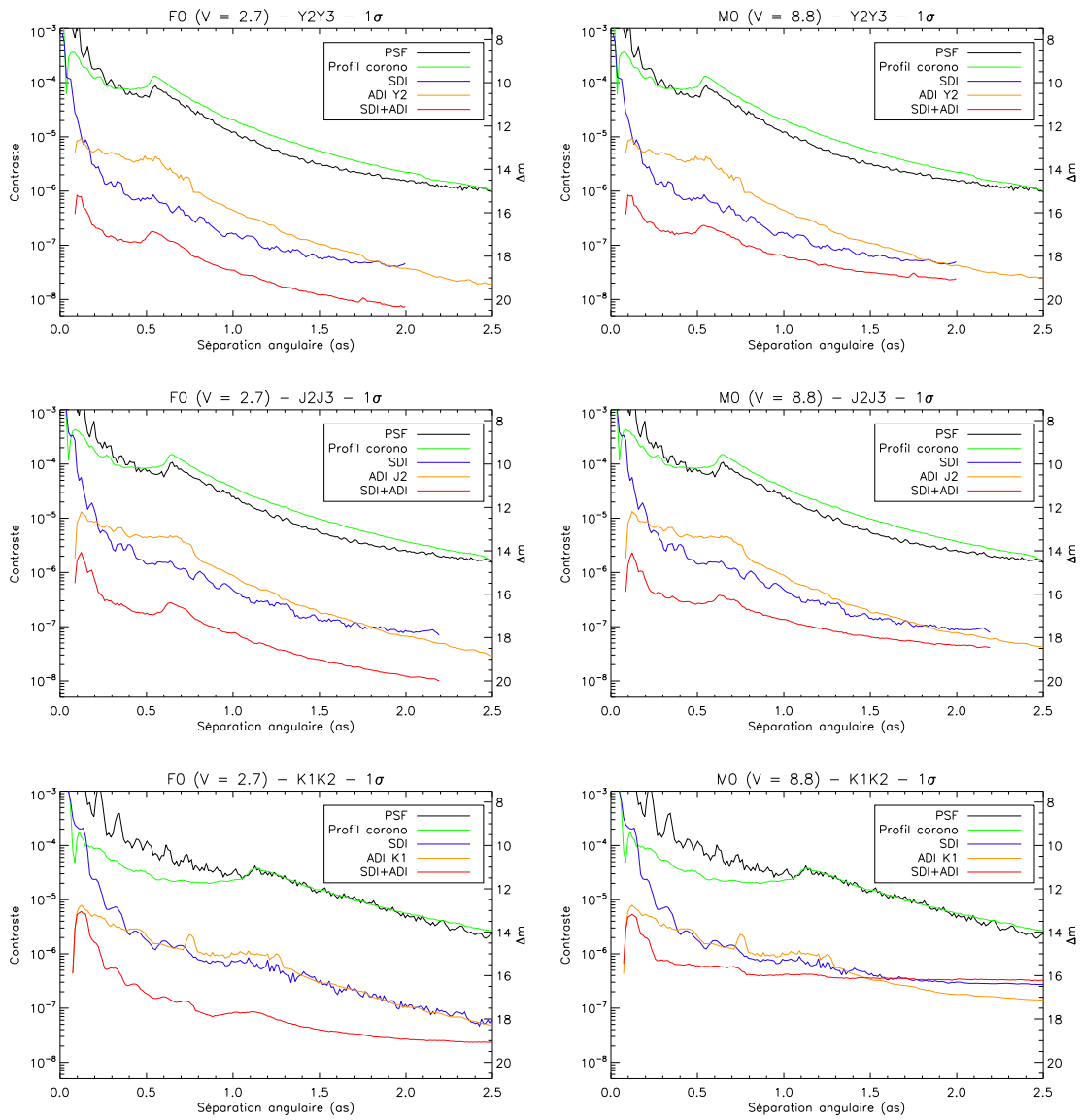


FIG. 3.8 – Limites de détection à  $1\text{-}\sigma$  dans les couples de filtres Y2Y3 (haut), J2J3 (milieu) et K1K2 (bas) pour un cas de fort flux (gauche, étoile de type F0,  $V = 2.7$ ) et de faible flux (droite, étoile de type M0,  $V = 8.8$ ) sur une pose de 4 h. Les courbes en SDI et SDI+ADI sont limitées à  $2.0''$  et  $2.2''$  en Y et J à cause de la remise à l'échelle spatiale du SDI et de la taille limitée des données simulées.

ADI+SDI s'avère beaucoup moins performant que le SDI+ADI. Le niveau de bruit en ADI+SDI se compare presque exactement au niveau de bruit du SDI seul sur la Figure 3.7, ce qui montre qu'appliquer la méthode ADI de manière symétrique sur les séquences d'images à  $\lambda_0$  et à  $\lambda_1$  puis la méthode SDI sur les images réduites est strictement équivalent à utiliser le SDI seul. A l'inverse, l'utilisation du SDI en premier lieu va largement éliminer les résidus instantanés dans les images, puis l'utilisation de l'ADI va permettre d'éliminer les speckles résiduels.

Pour conclure, nous avons vu dans cette section qu'en fort flux lorsque les bruits de détection sont faibles l'utilisation de l'ADI ou du SDI seul apporte une atténuation du bruit de  $\sim 14$  mag à petite séparation angulaire jusqu'à  $\sim 18 - 19$  mag à grande séparation angulaire par rapport au

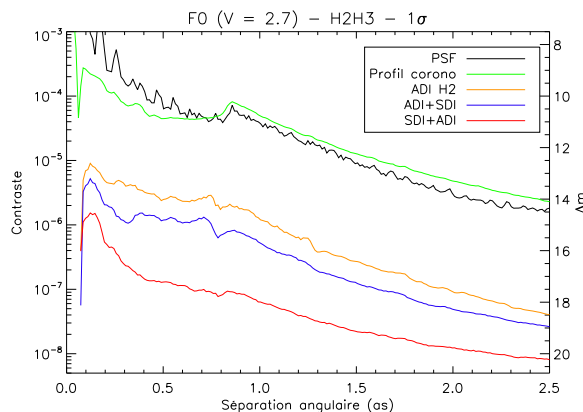


FIG. 3.9 – Comparaison des limites de détection à  $1\text{-}\sigma$  pour les méthodes ADI, ADI+SDI et SDI+ADI dans le couple de filtres H2H3 en fort flux.

pic central de la PSF non-coronographiée. La combinaison de ces deux méthodes en SDI+ADI descend encore le niveau de bruit de 2 à 3 mag suivant la séparation considérée, offrant donc en théorie des atténuations encore inaccessibles aux instruments existants. Nous avons également constaté que l'utilisation de ADI+SDI n'apporte aucun gain par rapport au SDI seul. En faible flux, la tendance est similaire, avec cependant un niveau d'atténuation plus faible pour le SDI+ADI à des séparations au-delà de  $1.0''$  dû aux bruits intrinsèques au système. Le cas du couple de filtre K1K2 en faible flux montre que lorsque le fond thermique devient important, la limite de détection est sévèrement limitée, avec les hypothèses de notre cas de test en 4 h d'observation.

### 3.3.3 Détection des planètes du cas de test

À présent que les limites de détection ont été définies, nous allons vérifier que les planètes du cas de test qui doivent en théorie être détectables le sont bien effectivement. Nous allons nous concentrer sur deux méthodes : l'ADI et le SDI+ADI. En effet, bien que le SDI ait une limite de détection légèrement meilleure que l'ADI au-delà de  $\sim 0.4''$ , la région qui va nous intéresser le plus dans la recherche effective de planète est la zone la plus proche de l'étoile. D'autre part, comme nous le verrons dans la Section 3.4, l'ADI offre un avantage non négligeable dans la caractérisation photométrique des exoplanètes. La méthode SDI+ADI est quant à elle la méthode offrant la meilleure limite de détection.

J'ai mesuré la détection proprement dite sur des cartes de détection calculées en divisant chaque pixel de l'image par l'écart type du bruit dans l'anneau de rayon égal à la distance du pixel à l'étoile. La carte est ensuite seuillée au nombre de  $\sigma$  souhaité pour la détection. La Figure 3.10 présente un exemple de carte de détection avant et après seuillage pour un cube de données analysé par SDI+ADI correspondant à une étoile de type M0 à 10 pc avec des planètes à  $T_{eff} = 500$  K dans le couple de filtres H2H3. Avant seuillage à  $5\text{-}\sigma$  on voit déjà clairement ressortir le signal à  $1.5''$  et  $2.0''$  des 3 séries de planètes simulées. On aperçoit également quelques pixels "éclairés" en dehors de la grille correspondant à des fausses détections.

Les cartes de détection ont été calculées pour tous les cas, et pour chaque combinaison (étoile ; planète ; séparation) j'ai mesuré comme limite basse de la détection le contraste lorsque la première des planètes des 3 séries séparées de  $120^\circ$  apparaît, et comme limite haute le contraste lorsque la planète de chaque série est détectée. Ces contrastes sont calculés à partir des flux en  $\text{phot s}^{-1} \text{ m}^{-2}$  utilisés pour estimer la photométrie. Je me suis placé dans un cas de fort flux où les

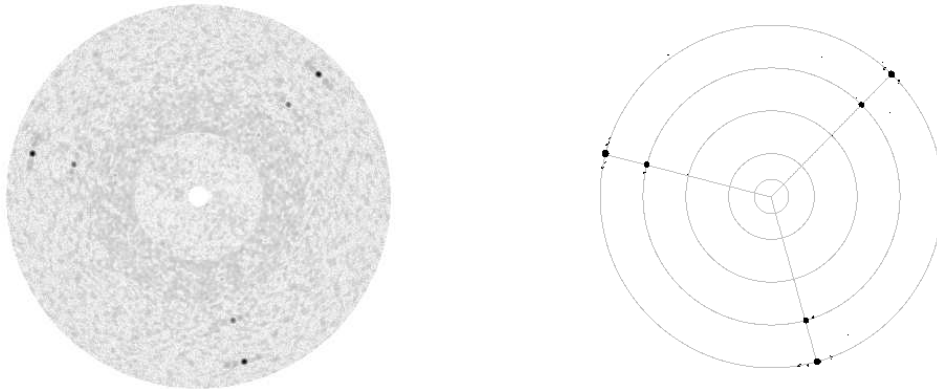


FIG. 3.10 – Carte de détection pour un cube de données analysée par SDI+ADI correspondant à une étoile de type M0 à 10 pc avec des planètes à  $T_{eff} = 500$  K en H2H3 : avant seuillage (gauche) et après seuillage à  $5-\sigma$  (droite). Les pixels où le SNR est supérieur à  $5-\sigma$  apparaissent en noir, et sur l'image seuillée une grille a été superposée pour indiquer les cercles de rayon de  $0.2''$ ,  $0.5''$ ,  $1.0''$ ,  $1.5''$  et  $2.0''$ , et les 3 positions angulaires où sont placées les séries de planètes simulées.

bruits de photon et du détecteur ne sont pas limitatifs. J'ai par conséquent exclu les cas simulés avec des étoiles faibles de type M dans les filtres K1K2 car le fond thermique du ciel dans ces filtres est très important. La Figure 3.11 donne les limites de détection pour les méthodes ADI et SDI+ADI sur lesquelles ont été superposées les limites basse et haute mesurées sur les cubes de données du cas de test. Certains points sont manquants car les contrastes qui sont en théorie atteignables aux plus larges séparations avec la méthode SDI+ADI ne sont pas disponibles dans nos cubes de données simulés.

On trouve un bon accord entre les points mesurés sur les cubes de données et les courbes de détection à  $5-\sigma$ . Les points de mesure sur les données simulées approchent les courbes à un facteur 1.5 près. Certains points ont de grandes barres d'erreur principalement en raison d'un échantillonnage trop faible en contraste. Avec un meilleur échantillonnage il serait certainement possible de placer les points plus précisément. De plus, on ne dispose dans le cas de test que d'un seul jeu de données. Avec un jeu de données différent il serait possible d'affiner la taille des barres d'erreurs. Dans la suite nous considérerons l'accord suffisamment bon pour supposer que les planètes dont le contraste est supérieur à 5 fois la limite du bruit sont détectables.

### 3.3.4 Influence du temps d'intégration

Le temps d'intégration est un facteur essentiel durant les observations puisque c'est lui qui va conditionner le contraste qui peut être atteint pour une cible donnée, et le nombre de cibles qui sont observables durant une même nuit. Le contraste accessible en fonction du temps est *a priori* fonction de plusieurs paramètres dont les principaux sont : la variation du *seeing*, la rotation de champ (ou de manière équivalente le nombre d'images utilisées pour l'ADI), la séparation angulaire considérée. L'analyse de ces problèmes est complexe car derrière ces quelques paramètres se cachent un grand nombre de variables. En particulier la rotation du champ regroupe tous les aspects de rotation des optiques de l'instrument qui a une influence considérable sur la quantité

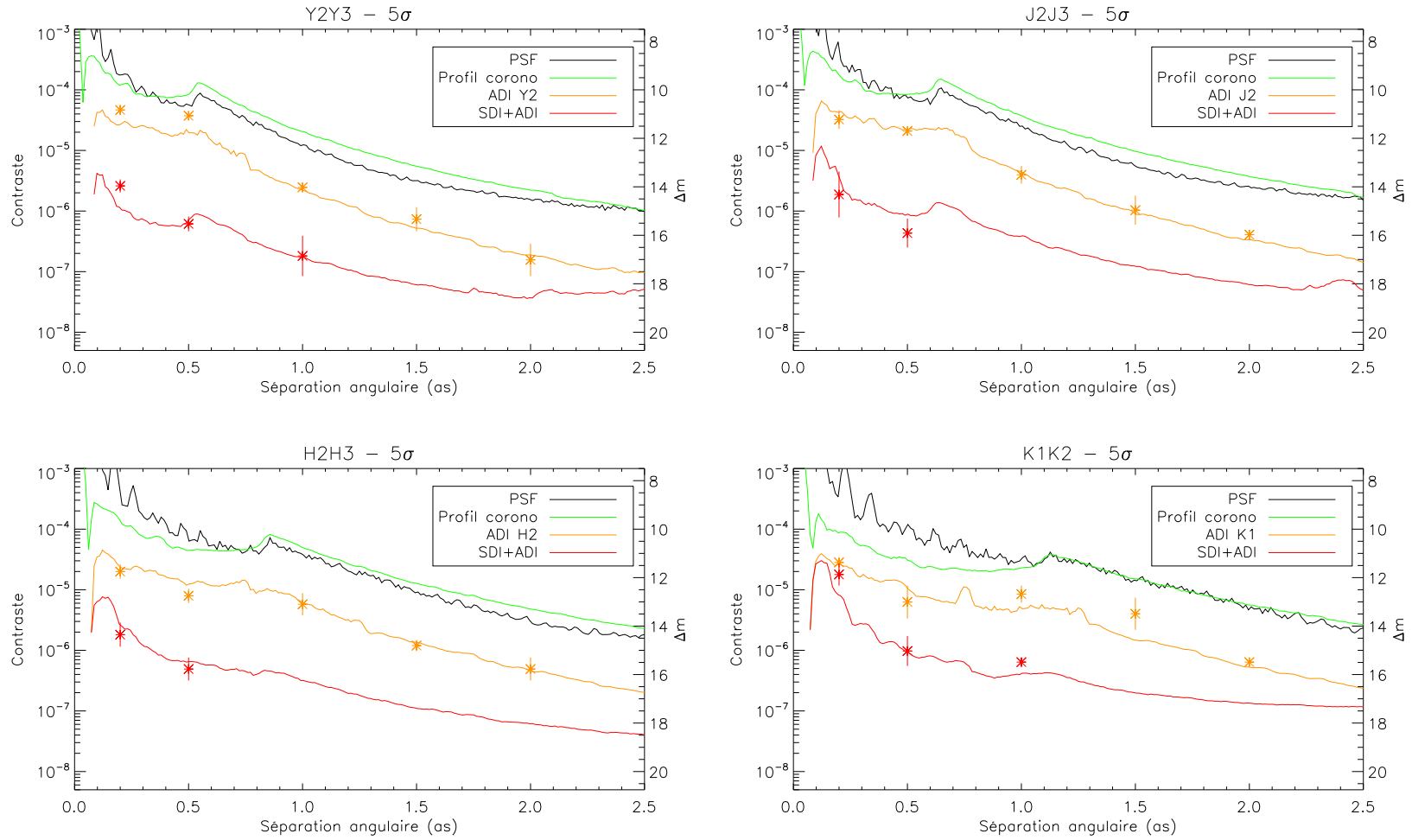


FIG. 3.11 – Limites de détection dans les différentes paires de filtres dans un cas de fort flux (étoile F0 à 10 pc, traits pleins continus), avec les points à 0.2'', 0.5'', 1.0'', 1.5'', 2.0'' et 2.5'' correspondant à la limite à laquelle sont détectées les planètes simulées du cas de test. La limite basse de la barre d'erreur donne le contraste où la première planète des 3 séries à 120° apparaît, et la limite haute donne le contraste où les planètes des 3 séries ont été détectées.



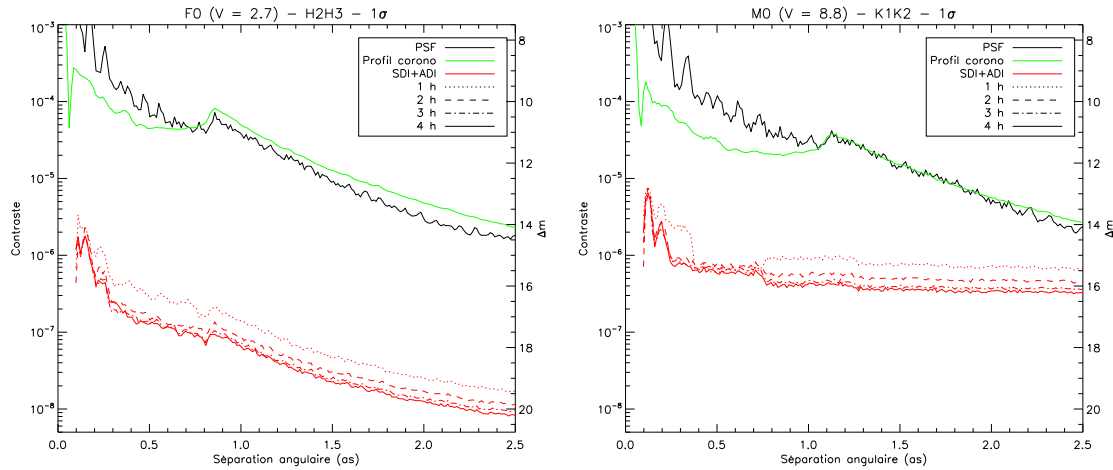


FIG. 3.12 – Influence du temps d'intégration sur la limite de détection à  $1\text{-}\sigma$  avec la méthode SDI+ADI en fort flux en bande H (gauche, étoile F0 à 10 pc) et en faible flux en bande K (droite, étoile M0 à 10 pc). Les graphiques montrent les limites du bruit en 1 h, 2 h, 3 h et 4 h d'intégration

d'aberrations et sur leur variation au cours du temps. Dans un cas simple où les aberrations varient peu en fonction du temps on s'attend à observer deux comportements distincts en fonction de la séparation angulaire : à petite séparation où les speckles sont très stables et donc fortement corrélés d'une image à l'autre on devrait obtenir une amélioration de la limite de détection supérieure au facteur en racine carrée du temps d'intégration car la corrélation des speckles est utilisée pour les soustraire ; à plus grande séparation où les speckles sont moins corrélés d'une image à l'autre, et où le bruit de détecteur va commencer à dominer, on devrait obtenir une amélioration de la limite de détection qui se rapproche d'un facteur en racine carrée du temps d'intégration.

Dans le cadre de notre cas de test, il est possible de procéder à une première analyse de l'influence du temps d'intégration et de tirer quelques conclusions générales. Cependant, la généralisation des résultats présentés ici demanderait un travail conséquent de simulation dans un plus grand nombre de cas de *seeing* et de position de l'étoile dans le ciel. Afin de limiter le nombre de paramètres variables et d'avoir des conditions d'observation similaires dans les différents cas, les images ont été sélectionnées de manière à ce que le *seeing* moyen de la séquence soit égale pour tous les temps d'intégration. Conserver un *seeing* moyen identique permet de s'assurer que la correction du système d'OA reste dans la même gamme de performances.

La Figure 3.12 présente une comparaison des limites de détection à  $1\text{-}\sigma$  pour différents temps d'intégration avec la méthode SDI+ADI en fort flux en H2H3 (étoile F0 à 10 pc) où l'analyse des données est limitée par le bruit de speckles et en faible flux en K1K2 (étoile M0 à 10 pc) où l'analyse des données est limitée par le bruit du ciel. On constate qu'en fort flux ou en faible flux l'amélioration apportée par une augmentation du temps d'intégration est similaire, puisqu'à partir d'une séparation angulaire de  $0.3''$  on gagne environ  $0.7$  mag sur la limite de détection entre 1 h d'intégration et 4 h d'intégration. La plus importante amélioration se situe entre 1 h et 2 h d'intégration en particulier à faible séparation angulaire. Un plus long temps d'intégration va continuer à améliorer la limite de détection pour des séparations supérieures à  $\sim 1.0''$ , mais les performances en 3 h d'intégration sont sensiblement égales à celles en 4 h. En faible flux en bande K on est clairement limité par le niveau du bruit dès  $0.3''$ , et une observation plus longue permet de diminuer le niveau de ce bruit d'un facteur proportionnel à la racine carrée du temps d'intégration supplémentaire. Entre  $0.35''$  et  $0.75''$  on remarque que le niveau des performances est sensiblement identique à tous les temps d'intégration. Cet effet vient de l'analyse en ADI qui



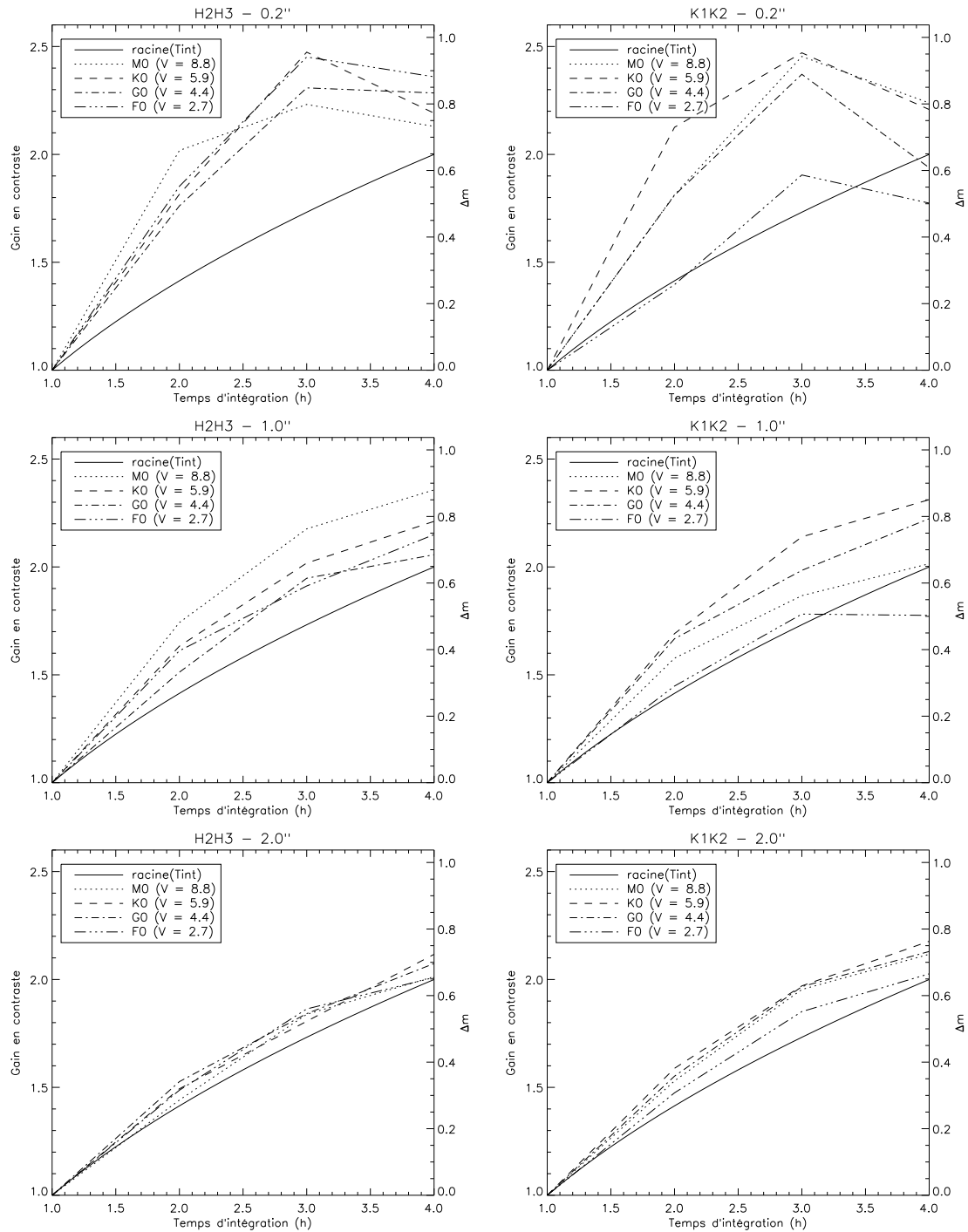


FIG. 3.13 – Gain en contraste en fonction du temps d'intégration pour différents types d'étoiles et à des séparations de 0.2'', 1.0'' et 2.0''. Les courbes sont normalisées par rapport au contraste atteint pour un temps d'intégration de 1 h. L'augmentation obtenue pour une des images limitées par un bruit non-corrélé d'une image à l'autre est donnée par la courbe en trait plein.

est effectuée dans des anneaux de taille croissante : entre 0.35'' et 0.75'' on se trouve dans une zone corrigée par l'OA suffisamment éloignée de l'étoile et de la limite de la zone de correction pour que les speckles quasi-statiques soient très stables, et que le temps d'intégration influence très peu l'atténuation du bruit de speckles. L'anneau précédent entre 0.1'' et 0.25'' se trouve très proche de

l'étoile où les speckles très brillants sont plus difficiles à atténuer. L'anneau suivant entre 0.75'' et 1.25'' est à cheval sur la limite de correction de l'OA ce qui va là aussi limiter l'atténuation du bruit de speckles.

La Figure 3.13 montre le gain en contraste sur la limite de détection en fonction du temps d'intégration à différentes séparations angulaires et pour des étoiles de magnitude croissante. On voit tout d'abord qu'une observation de 3 h apporte un gain de 0.6 à 1.0 mag par rapport à une observation de 1 h. Ce gain est globalement similaire à toutes les séparations angulaires. En 4 h d'observations, le gain est relativement mineur, en particulier à 0.2'' où on observe même une perte par rapport à 3 h. Cette perte peut s'expliquer en observant la Figure 3.12 : on constate que les profils en 3 h et 4 h d'intégration sont presque confondus, donc de petites variations sur l'un ou l'autre des profils peuvent facilement les faire se chevaucher, d'où les variations observées. Dans l'ensemble on constate que lorsqu'on augmente le temps d'intégration, la magnitude de l'étoile apporte une différence principalement aux petites séparations angulaires, du fait d'un plus grand nombre d'images disponibles pour appliquer la méthode ADI. En particulier en bande K on observe une différence importante à 0.2'' entre l'étoile de type F0 et les étoiles de plus faible luminosité. A cette séparation, la principale limitation vient du bruit de *flat field* qui est proportionnel au flux reçu sur le détecteur. Il semble donc cohérent que ce soit pour une étoile de type F0 qu'on obtient le gain le plus faible en contraste.

Il est également intéressant de comparer le gain obtenu ici par rapport à un cas qui est dominé par un bruit non-corrélé d'une image à l'autre. Dans ce cas, le gain sur la limite de détection va être égale à la racine du temps d'intégration total. On constate qu'à mesure que la séparation angulaire augmente on se rapproche d'un tel cas. En effet, à petite séparation angulaire où la corrélation entre les speckles d'une image à l'autre est très importante, l'utilisation de la méthode SDI+ADI va permettre de considérablement améliorer la limite de détection en augmentant le nombre d'images. A plus grande séparation, là où la corrélation et l'intensité des speckles est moins forte et où les bruits de détecteur commencent à dominer, on se rapproche d'un cas non-corrélé. L'augmentation de la limite de détection se rapproche alors de la racine du temps d'intégration. On observe donc le comportement qu'on s'attendait à trouver.

En conclusion, on peut donc considérer que dans le cadre de notre simulation, un temps d'intégration de 3 h permet une amélioration substantielle puisque le gain sur le contraste peut atteindre 1.0 mag à 0.2'' quelle que soit la magnitude de l'étoile. Il s'agit cependant ici du cas particulier de notre simulation qui donne un ordre d'idée de l'amélioration qu'on peut attendre en fonction du temps d'intégration. De manière générale les performances sont limitées par les erreurs systématiques, les speckles quasi-statiques et leur variation, donc il est difficile d'évaluer précisément le gain obtenu avec l'augmentation du temps d'intégration à partir des simulations : ce gain va nécessairement varier avec la qualité optique finale du système, les conditions d'observation et la vitesse de rotation du champ. Il sera nécessaire d'attendre l'arrivée de données réelles pour mesurer précisément l'amélioration des performances avec le temps d'intégration. Dans la suite on se place dans le cadre défini au départ pour le cas de test, c'est-à-dire une observation de 4 h.

### 3.3.5 Optimisation de la paire de filtres Y2Y3

Avant d'en arriver aux spécifications finales, la paire de filtre Y2Y3 a fait l'objet d'une optimisation. Les spécifications initiales des filtres Y2 et Y3 sont données dans le Tableau 3.4. On constate qu'il y a un recouvrement d'environ 10 nm entre les filtres Y2 et Y3 autour de 1040 nm, ce qui est clairement problématique pour la détection en SDI qui repose sur une différence spectrale entre deux filtres. La longueur d'onde centrale du filtre Y2 ne peut pas être déplacée vers une longueur d'onde plus faible du fait de la présence d'un filtre bloquant en bande Y dans IRDIS

TAB. 3.4 – Spécification initiale des filtres Y2 et Y3.  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont longueurs d'onde où la transmission du filtre atteint 50%.

Filtre	$\lambda_c$ (nm)	R	$\lambda_1$ (nm)	$\lambda_2$ (nm)
Y2	1020	20	995	1046
Y3	1063	20	1036	1090

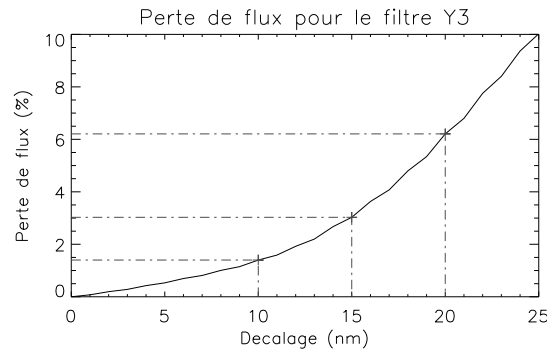


FIG. 3.14 – Perte de flux induite par le recouvrement du filtre Y3 avec la transmission de l'atmosphère en fonction du décalage de la longueur d'onde centrale du filtre vers le rouge par rapport à la spécification initiale.

à  $\lambda = 970$  nm, donc c'est la position de la longueur d'onde centrale du filtre Y3 qui doit être optimisée. Le principal problème pour l'optimisation de ces filtres est le recouvrement avec la transmission atmosphérique.

La Figure 3.14 montre la perte de flux induite par le recouvrement du filtre Y3 avec la transmission atmosphérique lorsqu'on déplace sa longueur d'onde centrale vers le rouge par rapport à la spécification initiale. Avec un décalage de 10 nm, on a une perte de flux très faible de 1.5%, et le recouvrement entre les filtres Y2 et Y3 n'intervient qu'au-dessous de 50% de transmission. Pour de plus grands décalages, de 15 ou 20 nm, le recouvrement entre les deux filtres de la paire

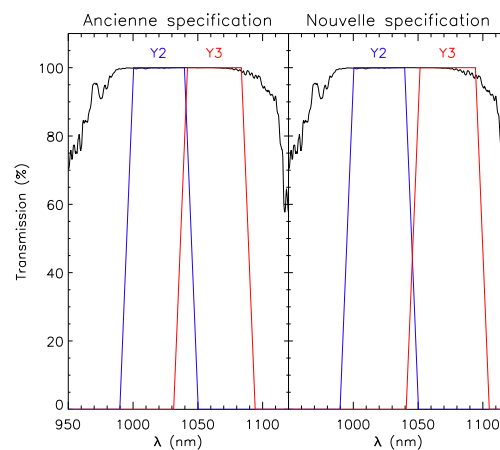


FIG. 3.15 – Position des filtres Y2 et Y3 superposée à la transmission atmosphérique avec l'ancienne (gauche) et la nouvelle (droite) spécification du filtre Y3. La transmission des filtres a été symbolisée par un trapèze.

diminue significativement, devenant quasi-nul à un décalage de 20 nm, mais la perte de flux augmente elle aussi à cause de la chute de transmission atmosphérique dans la partie “rouge” de Y3. Afin de garder une transmission maximale, et aussi uniforme que possible à l’intérieur du filtre, un décalage de 10 nm a été choisi pour la nouvelle spécification du filtre Y3. La Figure 3.15 compare l’ancienne spécification du filtre Y3 avec la nouvelle.

### 3.3.6 Paires de filtres significatives

Pour finir, il est nécessaire de se demander si certaines paires de filtres sont plus significatives que d’autres, c’est-à-dire si certaines paires vont *a priori* donner de meilleures performances en terme de détection. Les paires de filtres DBI étant des pièces optiques de fabrication coûteuse, ce travail va permettre d’éliminer certaines paires de filtres *a priori* moins performantes pour la détection, et donc de priorité moins importante.

La méthode la plus efficace pour la détection impliquant le SDI, il est possible de répondre à cette question en étudiant pour chaque modèle d’atmosphère planétaire (Tableau 3.1) le contraste qu’il existe entre les deux filtres de chacune des paires disponibles dans IRDIS (Tableau 2.3). En effet, les paires maximisant le contraste entre les deux filtres vont permettre une meilleure détection en SDI. J’ai donc calculé pour chaque modèle d’atmosphère planétaire et chaque paire le contraste entre les deux filtres. J’ai pris en compte la capacité de détection en choisissant un type stellaire et donc une limite de détection en 4 h de pose. Je me suis placé dans le cas où on cherche à détecter une planète ayant une séparation angulaire de 0.2'', le cas le plus difficile.

La Figure 3.16 montre graphiquement le résultat de cette simulation pour des étoiles de type F0 et M0 à 10 pc, c’est à dire des cas respectivement en fort et faible flux. La seule variable entre les deux graphiques est donc la limite de détection en SDI pour chaque paire de filtres. Pour chaque  $T_{eff}$  disponible dans la bibliothèque de modèles, le graphique montre quelles paires offrent le plus grand contraste entre les deux filtres. Pour chaque  $T_{eff}$ , plusieurs valeurs de gravités de surface ( $\log g$ ) sont possibles, ce qui explique que pour une même  $T_{eff}$  plusieurs paires de filtres puissent convenir, l’influence de la gravité se traduisant principalement par un changement de la répartition du flux aux différentes longueurs d’onde.

On constate tout d’abord que la paire H1H2 n’est la meilleure paire de filtre en terme de contraste que pour un très faible nombre de  $T_{eff}$  en fort flux, et pour aucune en faible flux. Cela signifie que pour presque aucun des modèles de notre bibliothèque la différence de flux entre les filtres H1 et H2 n’est supérieure à la différence de flux entre les deux filtres des autres paires. On peut donc considérer que cette paire H1H2 est de moindre importance par rapport aux autres. On constate également que la paire J3J4 ne s’avère efficace que sur les modèles à relativement basse température, au-dessous de 700 K, et principalement en faible flux. C’est bien la gamme de température fixée comme objectif pour la recherche d’exoplanètes avec IRDIS, mais elle fait redondance avec la paire H2H3 qui va être utilisée pour le *NIR-Survey* de SPHERE et qui est efficace jusqu’à ~1100 K. On peut donc considérer que la paire J3J4 fait doublon avec la paire H2H3.

Les autres paires de filtres, Y2Y3, J2J3, H3H4 et K1K2 possèdent toutes une gamme de  $T_{eff}$  où elles offrent le contraste maximum par rapport aux autres paires. Elles sont relativement complémentaires et conjuguées les unes aux autres permettent de couvrir toute la gamme de  $T_{eff}$  disponible dans la bibliothèque de spectres. Pour les températures supérieures à 1200 K, le contraste entre les filtres de chaque paire diminue car les large bandes d’absorption dues à CH<sub>4</sub> et H<sub>2</sub>O commencent à disparaître. Cependant, pour des modèles ayant des températures au-dessus de 1000 K, la détection commence à devenir possible en ADI uniquement même autour d’étoiles brillantes

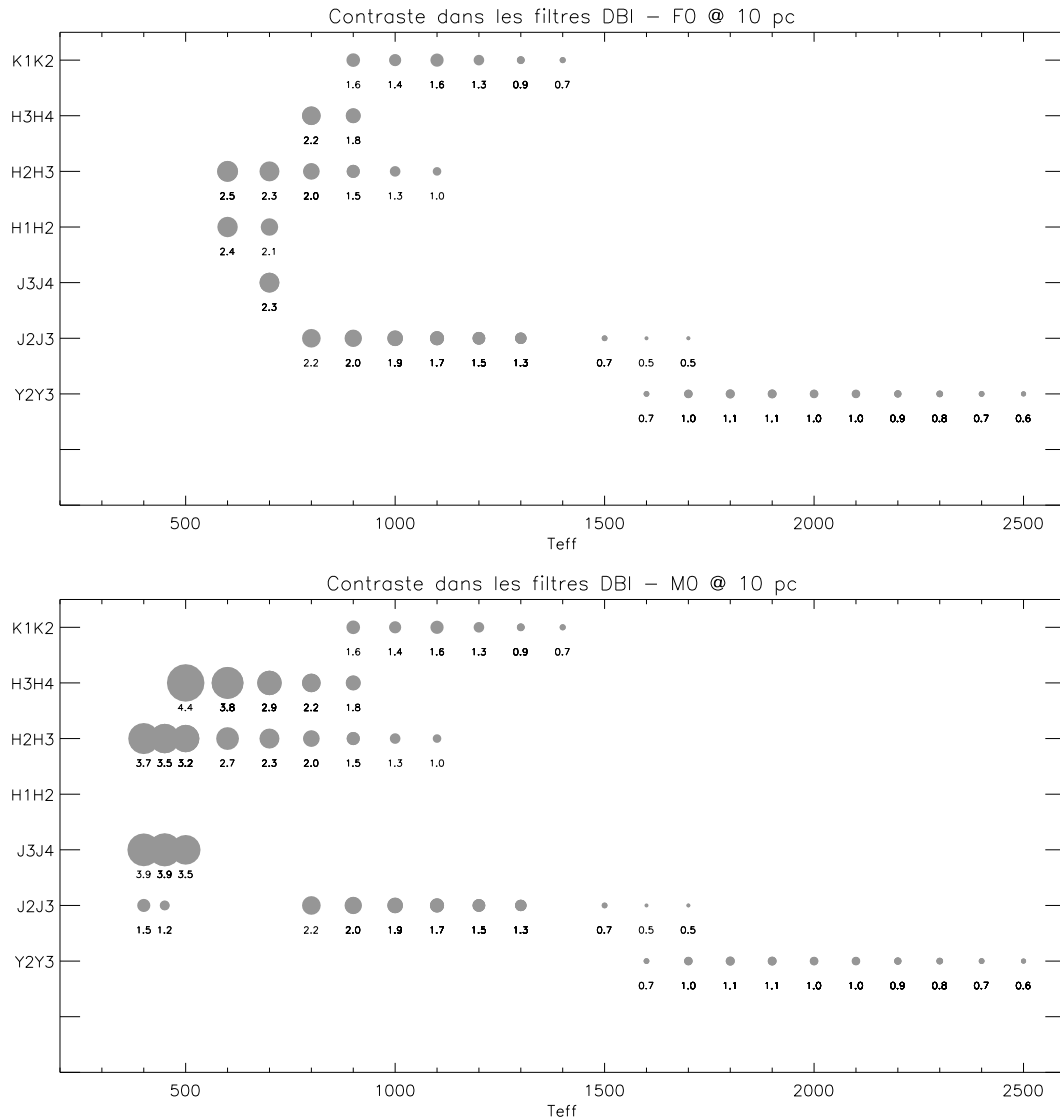


FIG. 3.16 – Illustration graphique de la capacité potentielle des différentes paires de filtres à caractériser les planètes de la bibliothèque de modèles d’atmosphères planétaires à différentes  $T_{eff}$  en fort et faible flux (étoiles de type F0 et M0 à 10 pc). La taille du point est proportionnelle à la différence de contraste entre les deux filtres d’une paire (notée au-dessous de chaque point en magnitude). Seule le meilleur contraste pour une  $T_{eff}$  et une paire de filtre est représentée. Du fait des différentes gravités ( $\log g$ ) disponibles, plusieurs paires de filtres peuvent correspondre pour une même  $T_{eff}$ .

comme les F0, donc le contraste entre les filtres d’une paire devient moins critique pour la détection.

Pour conclure, on peut donc fixer une priorité sur les différentes paires de filtres en considérant que les paires Y2Y3, J2J3, H2H3, H3H4 et K1K2 permettent de couvrir chacune de large gammes de  $T_{eff}$  indépendamment, et l’ensemble de la gamme de température accessible à SPHERE quand on les combine. A l’inverse, les paires J3J4 et H1H2 n’offrent le meilleur contraste que pour un nombre faible de modèles comparé aux autres paires, et font doublon avec la paire H2H3 dans la gamme des basses  $T_{eff}$ . Ces deux paires de filtres sont donc moins prioritaires et ont été supprimées

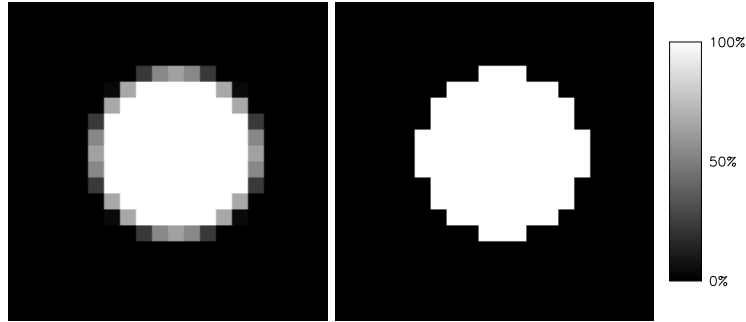


FIG. 3.17 – Différence entre un masque calculé en tenant compte du recouvrement d’une ouverture circulaire avec des pixels carrés (gauche) et un masque binaire classique de même diamètre (droite). Le noir correspond à 100% d’opacité et le blanc à 0%. L’échelle de transmission est donnée à gauche.

de IRDIS dans sa version actuelle. Des évolutions futures de l’instrument permettront cependant de rajouter de nouvelles paires de filtres.

### 3.4 Performances en photométrie

La détection d’une exoplanète n’est que la première étape : il faut ensuite la caractériser en déterminant ses paramètres physiques principaux tels que la température effective,  $T_{eff}$ , et la gravité de surface,  $\log g$ . La détermination de ces paramètres va ensuite permettre, en fonction de l’âge du système observé, de déterminer la masse de la planète à partir des modèles d’évolution. La première étape de la caractérisation passe par une mesure du flux de la planète qu’on pourra comparer à des modèles d’atmosphères planétaires. Je vais présenter dans cette partie les estimations de la précision photométrique de IRDIS que j’ai obtenu sur les cubes de données simulés puis traités en utilisant les méthodes d’analyse des données ADI et SDI+ADI.

#### 3.4.1 Estimation du flux de la planète

Il existe différentes méthodes possibles pour l’estimation du flux de la planète, la plus simple à mettre en œuvre étant la photométrie d’ouverture. C’est cette technique que j’ai décidé d’utiliser à cause de sa simplicité et de sa large utilisation dans la communauté des astronomes.

L’ensemble des cubes de données générés pour le cas de test ont été traités systématiquement avec les méthodes ADI à  $\lambda_0$ , ADI à  $\lambda_1$  et SDI+ADI. Puis pour chaque planète de chaque cube de données, le nombre de photoélectrons de la planète dans l’image a été mesuré pour chaque image individuelle dans une ouverture circulaire de diamètre  $2.44\lambda/D$ , et cette valeur a été convertie en flux ( $\text{phot s}^{-1} \text{m}^{-2}$ ) avec la formule suivante :

$$f = \frac{N}{E_e S_{\text{Tel}} T_r t_{\text{DIT}}} \quad (3.11)$$

où  $N$  est le nombre de photoélectrons mesurés dans l’ouverture circulaire,  $E_e$  est la fraction d’énergie encerclée dans cette ouverture,  $S_{\text{Tel}}$  est la surface collectrice du télescope,  $T_r$  est la fraction de lumière transmise par l’instrument jusqu’au détecteur, et  $t_{\text{DIT}}$  est la durée d’une image individuelle (aussi appelée DIT, pour *Detector Integration Time*).

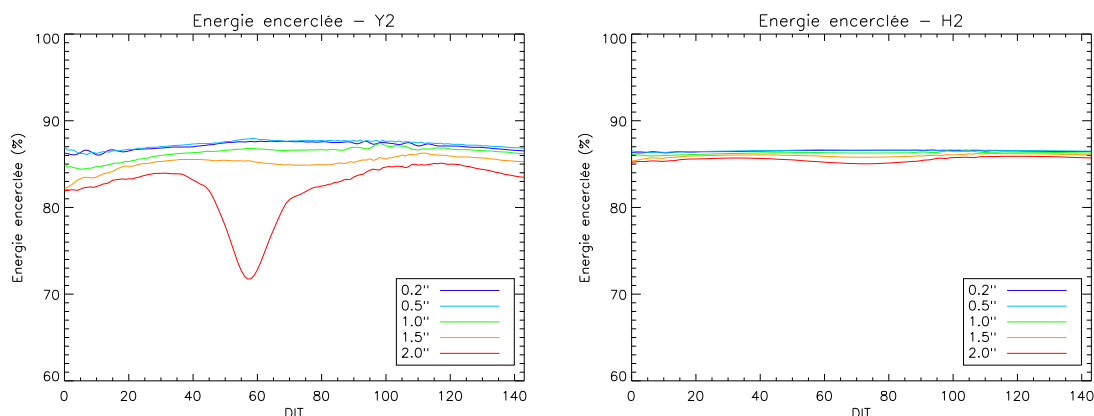


FIG. 3.18 – Mesure de la fraction d'énergie encerclée sur des PSF théoriques avec obstruction centrale et rotation de champ dans l'ouverture de taille  $2.44\lambda/D$  pour chacun des DITs simulés dans les filtres Y2 (gauche) et H2 (droite) à différentes séparations angulaires.

Avant de passer à la suite, il est important de signaler que je me suis placé dans un cas idéal où la position exacte de la planète est connue (elle a été mesurée sur des images dépourvues de signal stellaire) afin d'éviter les erreurs photométriques provenant d'un mauvais centrage de l'ouverture avec laquelle on effectue la photométrie. De plus, je suppose que l'énergie contenue dans l'ouverture est connue, afin de m'affranchir des erreurs sur la connaissance du rapport de Strehl qui détermine la fraction d'énergie contenue dans le pic central et des erreurs introduites par le rotation du champ au cours de la pose comme nous allons le voir ci-dessous.

La photométrie d'ouverture sur un objet ponctuel comme une planète ou une étoile est sensible à la forme et la taille de l'ouverture avec laquelle on effectue la photométrie. L'ouverture n'est pas binaire, mais tient compte de la fraction de recouvrement d'une ouverture circulaire avec des pixels carrés. Ce masque a été calculé avec la fonction *pixwt* de la *IDL Astronomy User's Library*<sup>5</sup> maintenue à jour par la NASA. La Figure 3.17 illustre la différence entre un masque calculé en tenant compte du recouvrement d'une ouverture circulaire avec des pixels carrés et un masque binaire classique de même diamètre. On constate que sur les bords du masque il existe une différence de transmission qui peut être importante : certains pixels ayant pour transmission 100% sur le bord du masque binaire ont des valeurs pouvant aller de 80% à seulement quelques pourcents dans l'ouverture qui tient compte du recouvrement. Sur l'ensemble de la surface des masques, on trouve une différence totale de transmission de  $\sim 7\%$ .

Comme nous l'avons évoqué plus haut, le rapport de Strehl et la rotation de champ peuvent avoir une influence importante sur l'énergie encerclée dans l'ouverture. Dans le cas d'une PSF parfaite d'un télescope à ouverture circulaire sans obstruction centrale, cette valeur est exactement connue et vaut 83.78%. Cependant nous ne sommes pas dans ce cas idéal, puisque le télescope possède une obstruction centrale représentant 2.25% de sa surface totale. De plus la fraction d'énergie contenue dans le pic central varie de manière importante avec le rapport de Strehl, lui-même dépendant du *seeing*. La rotation de champ est quant à elle non négligeable à des séparations angulaires dépassant  $1.0''$ , ce qui va se traduire par un étalement de la PSF au cours d'un DIT. Cet effet est très marqué dans le cas de test car les DIT considérés sont très long (100 s), mais en pratique les DIT utilisés seront beaucoup plus faibles (1 à 10 s), ce qui limitera l'influence de la rotation de champ. Afin de prendre en compte ces effets, j'ai supposé qu'on dispose d'une PSF de référence permettant de mesurer l'énergie encerclée. Dans SPHERE cette option est envisageable dans la

<sup>5</sup><http://idlastro.gsfc.nasa.gov/>

mesure où on dispose d'un senseur de *tip-tilt* différentiel dans la voie infrarouge qui fournit régulièrement des images de la PSF non-coronographiée. D'autres solutions comme celle proposée par [Marois et al. \(2006b\)](#) sont également possibles.

J'ai donc effectué pour chaque DIT une mesure de la fraction d'énergie encerclée sur une PSF non-coronographiée placée à la bonne séparation angulaire et ayant subi la rotation de champ du DIT considéré. La Figure 3.18 représente la fraction d'énergie contenue dans une ouverture de diamètre  $2.44\lambda/D$  centrée sur la PSF de la planète en fonction du DIT aux différentes séparations angulaires dans les filtres H2 et J2. On constate que la fraction d'énergie encerclée dépend de trois paramètres :

1. *le temps* : la variation au cours du temps est la somme de l'effet de la variation du rapport de Strehl et de l'étalement de la PSF à cause de la rotation du champ. En particulier la vitesse de rotation du champ dépend de l'angle horaire, c'est à dire de la position de l'étoile par rapport au méridien (Figure 3.1). Plus la vitesse de rotation du champ va être importante, c'est-à-dire plus l'étoile sera proche du méridien, plus la PSF planétaire va être étalée, et donc plus l'énergie encerclée dans l'ouverture va diminuer.
2. *la longueur d'onde* : la diamètre de l'ouverture pour la photométrie étant de  $2.44\lambda/D$ , elle va être d'autant plus petite que la longueur diminue ( $\sim 5$  pix en bande Y). L'influence de l'étalement de la PSF sur l'énergie encerclée va donc être plus important aux petites longueurs d'onde.
3. *la séparation* : l'étalement de la PSF planétaire est linéairement proportionnel à sa séparation angulaire par rapport à l'étoile. La perte d'énergie encerclée va donc être plus importante à grande séparation angulaire.

la combinaison de ces différents effet va entraîner une variation de l'énergie encerclée au cours du temps d'autant plus important que le longueur d'onde est petite et que la séparation angulaire entre l'étoile et la planète est importante. C'est ce qu'on constate sur la Figure 3.18 : dans le filtre H2, l'énergie encerclée varie assez peu aux différentes séparation du fait d'une ouverture relativement importante pour la photométrie, alors que dans le filtre Y2 l'effet est très important, en particulier à  $2.0''$  où on constate une perte de  $\sim 10\%$  sur l'énergie encerclée. Les 4 heures d'observation étant effectuées de part et d'autre du méridien, on observe une perte maximal au moment du passage au méridien, là où l'étalement de la PSF est maximal.

Ces effets sur l'énergie encerclée ont une conséquence importante : lorsqu'on effectuera la photométrie sur de vraies données il sera nécessaire de tenir compte de l'élongation de la PSF due à la rotation du champ. La taille et la forme de l'ouverture pour la photométrie devront donc être adaptées à la longueur d'onde, la séparation angulaire et la déclinaison de l'étoile qui fixe la vitesse de rotation du champ.

### 3.4.2 Performances photométriques en ADI

On dispose d'un grand nombre de cubes de données représentant des combinaisons diverses d'étoiles de types stellaires de F0 à M2, et de planètes de  $T_{eff}$  s'échelonnant de 500 K à 2500 K. Après traitement de tous ces cubes de données par la méthode ADI il est possible de déterminer l'erreur photométrique en fonction du contraste dans les différents filtres et aux séparations angulaires où les planètes ont été simulées ( $0.2''$ ,  $0.5''$ ,  $1.0''$ ,  $1.5''$  et  $2.0''$ ). L'erreur a été déterminée systématiquement sur chaque cube de données en comparant la mesure effectuée par photométrie d'ouverture sur les données à la valeur réelle introduite au début de la simulation. La Figure 3.19 représente cette erreur photométrique en fonction du contraste dans le filtre H2. Dans ce graphique,



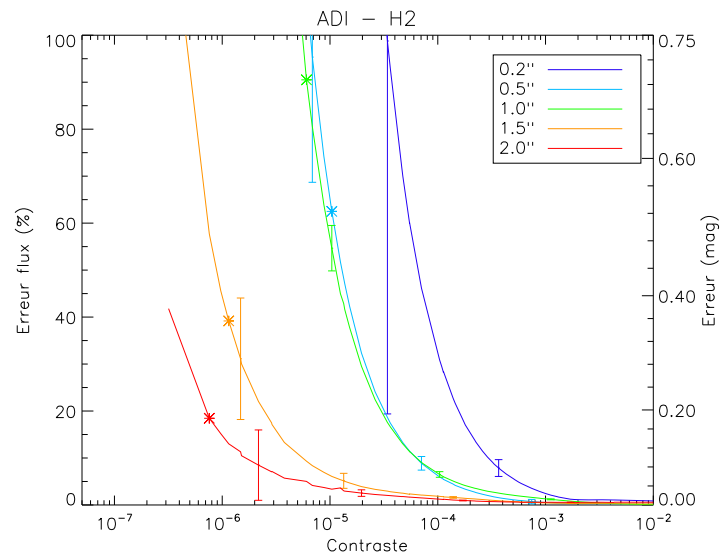


FIG. 3.19 – Estimation de la valeur absolue de l’erreur faite sur la mesure du flux par photométrie d’ouverture en fonction du contraste sur les données traitées par la méthode ADI dans le filtre H2. L’étoile sur les courbes à chaque séparation marque la limite de la détection à  $5\text{-}\sigma$ . Les barres d’erreurs représentent la dispersion de la mesure du flux sur les 3 séries de planètes placées à  $120^\circ$  les unes des autres dans les images. Elles sont données pour des valeurs de contraste proches de  $10^{-6}$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^{-4}$  et  $10^{-3}$ .

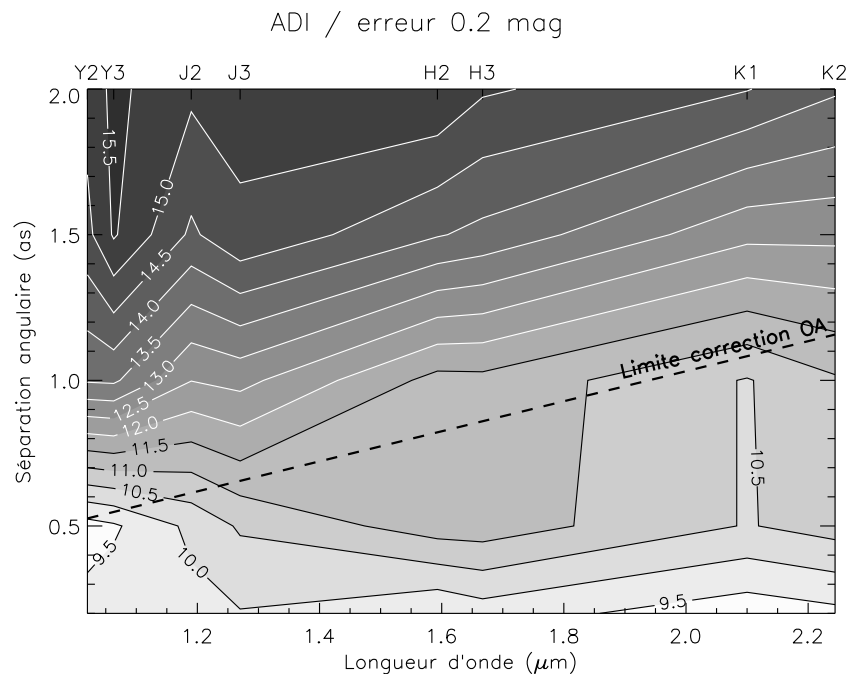


FIG. 3.20 – Différence de magnitude entre l’étoile et la planète à laquelle une erreur relative de 0.2 mag est atteinte en fonction de la longueur d’onde (axe des abscisses) et de la séparation angulaire (axe des ordonnées) pour les données traitées par la méthode ADI. La droite oblique en tirets donne la séparation angulaire à laquelle se trouve la limite de correction de l’OA.

chaque point représente une mesure effectuée sur une combinaison (étoile ; planète). Sur chacune des courbes figure une étoile qui représente la valeur de contraste limite au-dessus de laquelle la planète est détectée à au moins  $5\text{-}\sigma$ . Dans la suite nous allons considérer une valeur typique de 0.2 mag. Les études effectuées dans le cadre du cas scientifique de SPHERE ont montré qu'avec une telle erreur la détermination de la  $T_{eff}$  de la planète peut être déterminée avec une précision inférieure à 50 K pour des objets de type spectral T ( $T_{eff} \lesssim 1200 - 1500$  K) d'après les modèles d'évolution.

Les courbes dans les autres filtres n'ont pas été représentées car les tendances globales de chaque courbes sont identiques : l'erreur reste relativement faible ( $\lesssim 5\%$ ) jusqu'à une certaine valeur de contraste, puis elle augmente exponentiellement pour les valeurs de contraste inférieures et atteint rapidement des erreurs de 0.5 mag ou plus. On observe clairement la dépendance de l'erreur avec la séparation angulaire, l'erreur étant d'autant plus élevée que la séparation considérée est petite. La précision photométrique à 0.5'' et 1.0'' est presque similaire, ce qui est probablement lié à la présence de la limite de correction de l'OA à 0.85'' comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant. Les barres d'erreur représentent la dispersion entre les mesures effectuées pour les 3 séries de planètes simulées à 120° les unes des autres. Elles sont relativement faibles tant que l'erreur moyenne ne dépasse pas  $\sim 10\%$ , puis augmentent rapidement en particulier à petite séparation angulaire où l'efficacité de la méthode d'analyse est moindre.

La Figure 3.20 résume les performances en fonction de la longueur d'onde et de la séparation angulaire obtenue à partir des courbes d'erreur dans les différents filtres en ADI. Elle représente la différence de magnitude limite entre l'étoile et la planète pour laquelle une erreur de 0.2 mag est atteinte sur l'estimation du flux de la planète. On distingue clairement un effet chromatique sur la précision photométrique en ADI, et un effet de la présence de la fréquence de coupure de l'OA. A faible séparation angulaire, entre 0.2'' et 0.5'', la différence de magnitude limite reste proche de  $\sim 10$  mag à toutes les longueurs d'onde. Dans la gamme 1.3 – 2.2  $\mu\text{m}$ , on observe une grande zone entre 0.5'' et la limite de correction de l'OA où la magnitude limite reste presque constante vers  $\sim 11$  mag. Enfin, au-delà de la limite de l'OA, les lignes de niveau de la magnitude limite sont pratiquement parallèles à la limite de l'OA et sont assez régulièrement espacées.

On observe donc qu'en traitant les données par la méthode ADI il soit possible d'atteindre une précision photométrique meilleure que 0.2 mag jusqu'à des contrastes de l'ordre de 10 à 11 mag ( $10^{-4}$  à  $4 \times 10^{-5}$ ) entre l'étoile et la planète entre 0.2'' et la limite de correction de l'OA. A plus grande séparation, le halo de l'étoile est moins brillant, ce qui permet d'atteindre des magnitudes limites de 14 à 15 mag ( $2.5 \times 10^{-6}$  à  $10^{-6}$ ) vers 2.0''.

### 3.4.3 Performances photométriques en SDI+ADI

Nous avons vu dans la section précédente les performances photométriques en ADI, mais il est possible de descendre encore en contraste en utilisant la méthode combinée SDI+ADI. Ici on s'intéresse à l'estimation de la différence de flux de la planète entre les deux filtres de chaque paire. Il est donc important de préserver cette information au maximum lors de l'analyse des données. On a vu dans l'Équation 3.9 qu'il est possible d'utiliser un facteur correctif  $\alpha$  pour la compensation du flux de l'étoile entre les deux filtres afin de supprimer au mieux les résidus stellaires. Dans le cas de l'estimation du flux de la planète, ce facteur est pris égal à 1 afin de ne pas altérer le flux de la planète. En effet, ce terme peut typiquement atteindre des valeurs s'écartant de 15 à 20% de l'unité, et peut donc introduire une erreur de cet ordre de grandeur sur la détermination du flux différentiel de la planète.

La Figure 3.21 représente l'erreur photométrique sur la différence du flux de la planète dans la paire de filtres H2H3 pour des modèles d'atmosphères planétaires ayant des  $T_{eff}$  de 500 K,

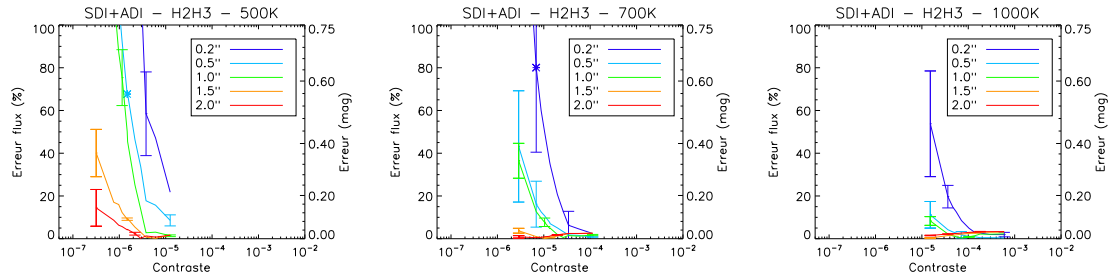


FIG. 3.21 – Estimation de la valeur absolue de l’erreur faite sur la mesure du flux différentiel par photométrie d’ouverture en fonction du contraste sur les données traitées par la méthode SDI+ADI dans la paire de filtres H2H3, pour des modèles d’atmosphère planétaire ayant des  $T_{eff}$  de 500 K, 700 K et 1000 K. L’étoile sur les courbes à chaque séparation marque la limite de la détection à  $5\text{-}\sigma$ . Les barres d’erreurs représentent la dispersion de la mesure du flux sur les 3 séries de planètes placées à  $120^\circ$  les unes des autres dans les images. Elles sont données pour des valeurs de contraste proches de  $10^{-6}$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^{-4}$  et  $10^{-3}$ .

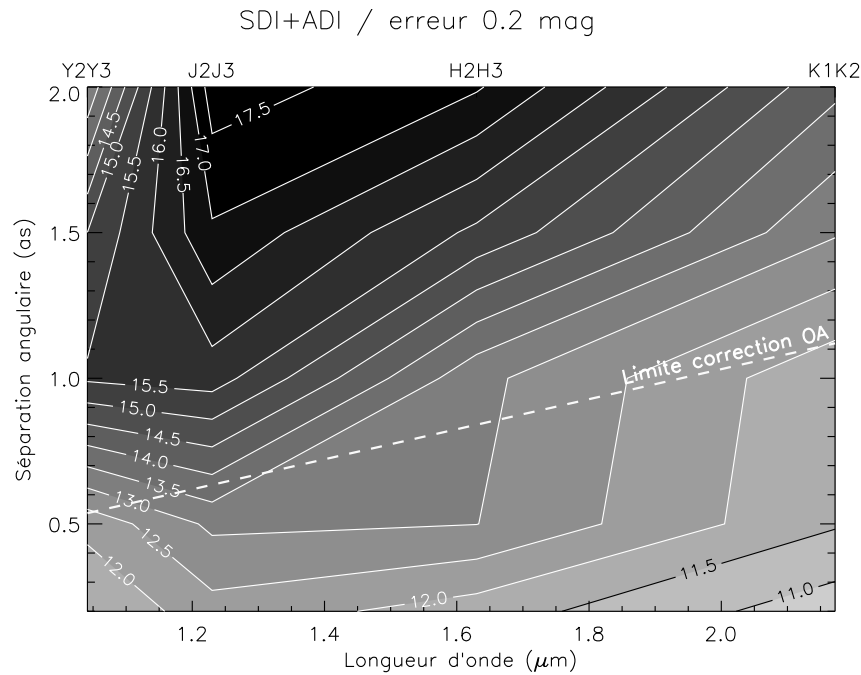


FIG. 3.22 – Différence de magnitude entre l’étoile et la planète à laquelle une erreur relative de 0.2 mag est atteinte en fonction de la longueur d’onde (axe des abscisses) et de la séparation angulaire (axe des ordonnées) pour les données traitées par la méthode SDI+ADI. La droite oblique en tirets donne la séparation angulaire à laquelle se trouve la limite de correction de l’OA.

700 K et 1000 K en fonction du contraste dans le filtre H2. Les différents modèles d’atmosphères planétaires ont été séparés car la différence de flux, et donc l’erreur sur cette différence, dépend *a priori* du modèle. Le comportement des courbes d’erreur est très similaire à l’ADI, mais décalé vers des valeurs de contraste plus petites. On constate également que les courbes entre les différents modèles sont cohérentes entre-elles, c’est à dire qu’elles se raccordent dans la limite des barres d’erreur. Globalement, les performances photométriques sont améliorées d’un facteur 5 à 10 par rapport à l’ADI seul.

TAB. 3.5 – Valeurs limites de contraste entre ADI et SDI+ADI

	0.2''	0.5''	1.0''	1.5''	2.0''
Y2Y3	$2.0 \times 10^{-3}$	$4.0 \times 10^{-3}$	$5.0 \times 10^{-5}$	$7.9 \times 10^{-6}$	*
J2J3	$2.0 \times 10^{-3}$	$2.0 \times 10^{-3}$	$2.0 \times 10^{-4}$	$4.0 \times 10^{-5}$	$2.5 \times 10^{-5}$
H2H3	$2.5 \times 10^{-3}$	$5.0 \times 10^{-4}$	$6.3 \times 10^{-4}$	$4.0 \times 10^{-5}$	$1.3 \times 10^{-5}$
K1K2	$2.0 \times 10^{-3}$	$6.3 \times 10^{-4}$	$1.3 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-4}$	$1.3 \times 10^{-5}$

La Figure 3.22 résume les performances photométriques en SDI+ADI de manière similaire à la Figure 3.20. On constate des tendances similaires à celle observées en ADI seul, avec en particulier un effet chromatique très marqué. On remarque également que dans la paire de filtres Y2Y3 les performances ne sont pas véritablement améliorées. En effet, les courbes d'erreur photométriques en SDI+ADI dans cette paire de filtre sont très bruitées. La taille de l'ouverture dans laquelle est effectuée la photométrie à cette longueur d'onde est relativement petite, ce qui la rend très sensible à de petites erreurs de positionnement et à la rotation de champ comme nous l'avons vu dans la Section 3.4.1. Jusqu'à une séparation angulaire de 1.0'', on observe cependant une amélioration de  $\sim 2$  mag avec cette paire de filtres. Aux autres longueurs d'onde, la valeur de la magnitude limite augmente de 1.5 à 3 mag.

### 3.4.4 Performances photométriques empiriques

Dans les deux sections précédentes nous avons étudié en détail les erreurs photométriques sur le flux ou le flux différentiel en fonction du contraste. Nous allons maintenant combiner ces résultats pour obtenir une courbe empirique donnant la performance photométrique de IRDIS dans chaque paire de filtres aux différentes séparations considérées dans les simulations. On suppose dans cette partie que les performances photométriques en ADI seul sont les mêmes dans les deux filtres de chaque paire, ce qui est légitime dans la mesure où la dispersion entre les trois séries de planètes simulées est plus importante que la différence entre les courbes des deux filtres d'une même paire.

Les courbes d'erreur photométriques en ADI et SDI+ADI ont été approchées par une fonction empirique de la forme :

$$\text{phot}_{\text{err}}(c) = \frac{p_1}{c^{p_2}} + p_3 \quad (3.12)$$

où  $\text{phot}_{\text{err}}$  est l'erreur photométrique,  $c$  le contraste et  $(p_1, p_2, p_3)$  les paramètres qui varient pour l'ajustement. Cette formule empirique permet d'approcher les points de mesures avec une précision de  $\sim 1\%$ . L'ajustement de la fonction a été effectué sur les données en ADI et SDI+ADI. Afin de tenir compte de la dispersion due aux 3 séries de planètes simulées, 3 séries de données différentes ont été considérées : un cas "standard" ayant une erreur photométrique moyenne, un cas optimal qui correspond à l'estimation basse des erreurs et un cas pessimiste correspondant à l'estimation haute des erreurs. La Figure 3.23 représente ces courbes d'erreur empiriques avec les barres d'erreur correspondant aux positions des courbes d'erreurs "inférieures" et "supérieures" décrites ci-dessus.

Le Tableau 3.5 donne pour les différents filtres et séparations les valeurs de contraste pour lesquelles l'erreur sur le flux en ADI devient inférieure à l'erreur différentielle en SDI+ADI. Ces valeurs sont importantes car elles donnent les limites de contraste auxquelles il va être plus intéressant en terme d'erreur de faire une mesure différentielle du flux (SDI+ADI). Elles sont représen-

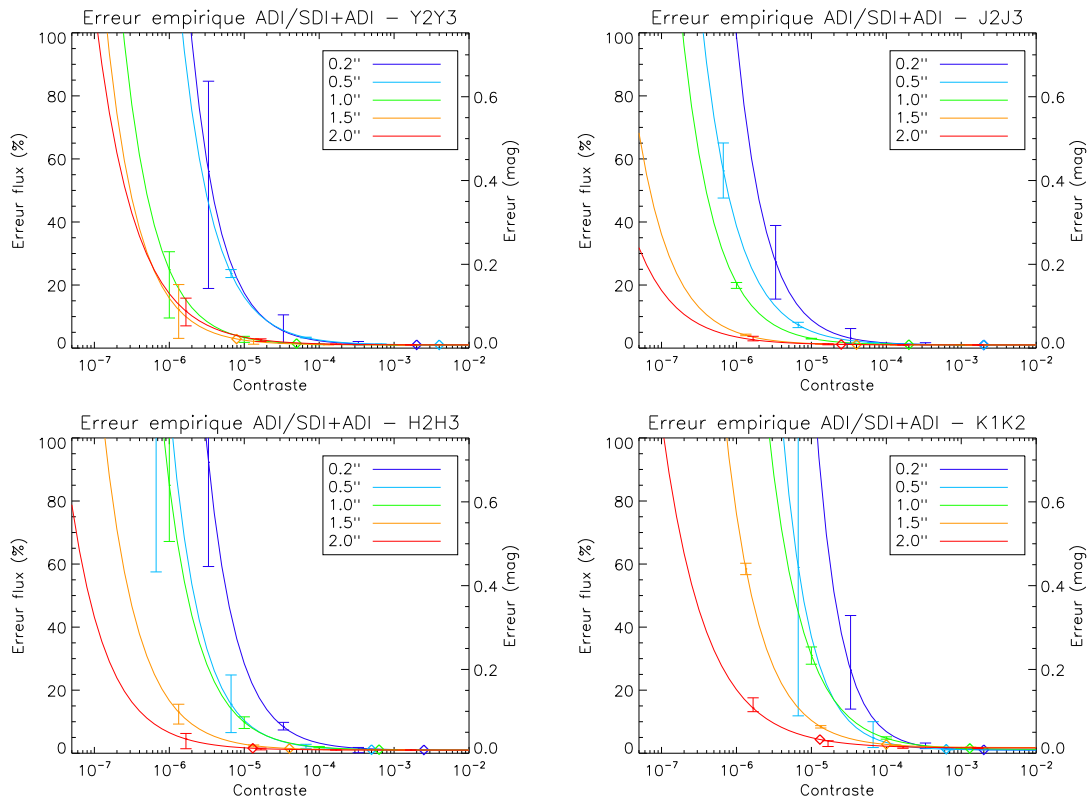


FIG. 3.23 – Courbes d’erreur empirique en fonction du contraste aux différentes séparations angulaires simulées dans les 4 couples de filtre Y2Y3, J2J3, H2H3 et K1K2. Les barres d’erreurs correspondent à la position des courbes d’erreurs “inférieures” et “supérieures” décrites dans le texte. Le losange sur chaque courbe correspond à la valeur de contraste pour laquelle l’erreur sur le flux en ADI dans au moins un des filtres devient inférieure à l’erreur différentielle en SDI+ADI.

tées sur les graphiques de la Figure 3.23 par un losange. Il n’y a pas de valeur limite de contraste pour la paire de filtres Y2Y3 à 2.0'' car la précision en ADI est meilleure qu’en SDI+ADI.

### 3.4.5 Conclusion sur les performances en photométrie

L’analyse que j’ai effectué sur les courbes d’erreur photométrique en fonction du contraste montre que les performances photométriques de IRDIS en ADI seul permettent d’atteindre des erreurs de moins de 0.2 mag pour des différences de contraste de 10 à 11 mag entre 0.2'' et la limite de correction de l’OA (0.5'' en bande Y, 1.0'' en bande K). A plus grandes séparations, cette différence de contraste est nettement diminuée et atteint  $\sim 15$  mag à 2.0''. De plus on constate un plateau dans les performances à l’intérieur de la zone corrigée par l’OA, puis un décrochement en-dehors de celle-ci. L’utilisation conjuguée des méthodes SDI+ADI conserve les même effets et permet d’augmenter ces valeurs de magnitudes limites de 1.5 à 3 mag à presque toutes les longueurs d’onde. Cependant on n’obtient dans ce cas qu’une mesure différentielle du flux de la planète entre les deux filtres. Dans le cadre du projet SPHERE, des recherches spécifiques ont été effectuées sur d’autres méthodes d’analyse des données. En particulier on peut citer le travail de Mugnier et al. (2008) et Smith et al. (2009) qui développent des algorithmes qui seront implémentés dans la chaîne de réduction des données de SPHERE. Ces méthodes ne sont pas considérées mais feront l’objet d’une comparaison avec les travaux décrits ici dans une publication (Vigan et

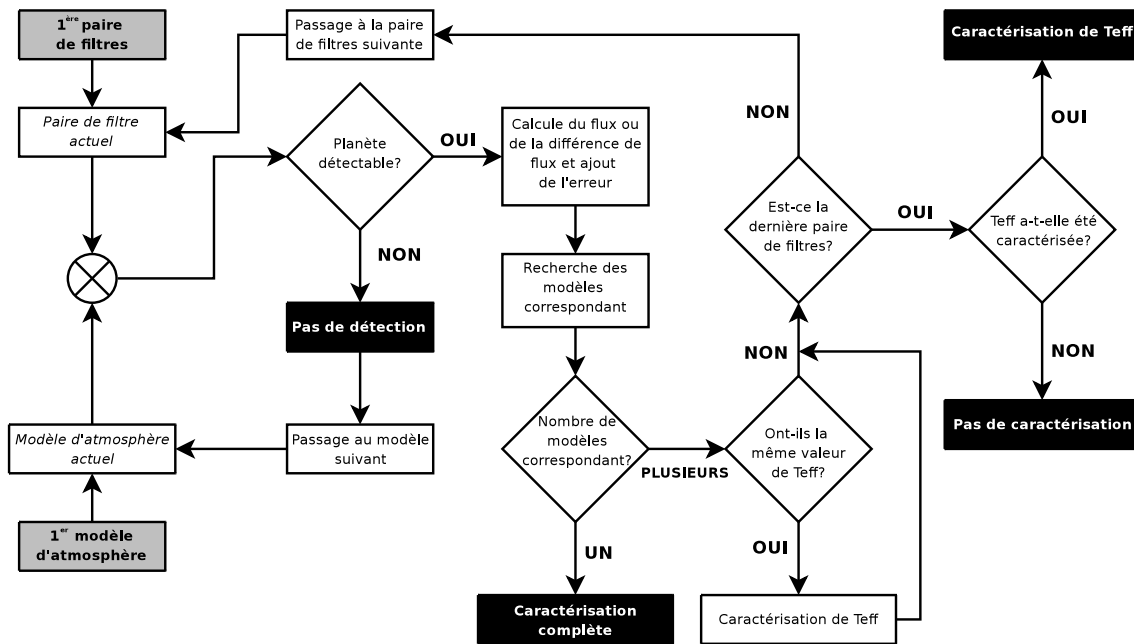


Fig. 3.24 – Organigramme décrivant le fonctionnement de la simulation de la caractérisation des exoplanètes en imagerie avec IRDIS pour une étoile, une séparation angulaire et une séquence de filtres données. Les paramètres de départ correspondent aux boîtes grises, et les résultats possibles aux boîtes noires.

al. 2009, en préparation). Nous allons maintenant utiliser ces courbes d'erreurs empiriques pour estimer les performances de IRDIS en caractérisation par imagerie.

### 3.5 Caractérisation en imagerie

La caractérisation est idéalement réalisée par spectroscopie sur l'objet, et le spectre est comparé à des spectres synthétiques qui vont donner une valeur approximative de  $T_{eff}$  et  $\log g$ . Cependant, il n'est pas aisé de faire de la spectroscopie sur des objets aussi faibles que des exoplanètes, d'où la nécessité de connaître les capacités de caractérisation de IRDIS en imagerie, c'est-à-dire en observant une planète avec différentes paires de filtres. En mesurant le flux de la planète dans ces filtres, il est alors possible de comparer les valeurs obtenues avec les spectres synthétiques, et ainsi essayer de déduire les paramètres physiques caractéristiques de la planète. Dans cette section je vais présenter les simulations que j'ai effectuées pour estimer les capacités de caractérisations en imagerie avec IRDIS en utilisant les performances photométriques empiriques de la section précédente.

#### 3.5.1 Simulation de caractérisation en imagerie avec IRDIS

L'idée centrale est de tester l'efficacité des différentes séquences de paires de filtres, à différentes magnitudes et pour tous les modèles d'atmosphère disponibles dans notre bibliothèque. Cette simulation revient à supposer qu'on observe un même système planétaire avec différentes paires de filtres dans un ordre donné. Pour chaque combinaison du type (séquence de paires de filtres ; magnitude ; séparation angulaire ; modèle d'atmosphère planétaire), on procède de la façon suivante : on calcule les flux de l'étoile et de la planète dans les deux filtres de la première

paire ; si la planète n'est pas détectable (d'après les limites de détection à  $5\text{-}\sigma$  calculées dans la Section 3.3.2) on s'arrête ; si elle est détectable, on suppose qu'on obtient une mesure photométrique de son flux. En fonction du contraste entre l'étoile et la planète, on obtient soit deux mesures photométriques directes si la planète est détectable à la fois en ADI dans le filtre 0 et en ADI dans le filtre 1 de la paire, soit une mesure différentielle si la planète n'est détectée qu'en SDI+ADI, soit une mesure directe et une mesure différentielle si la planète est détectable en ADI dans l'un des filtres et en SDI+ADI. Une fois la mesure de flux obtenue, on détermine l'erreur sur cette mesure grâce aux courbes d'erreur empiriques déterminées dans la section précédente. On obtient ainsi une valeur inférieure et une valeur supérieure pour la mesure du flux de la planète. A partir de cette fourchette de valeur, on détermine dans notre librairie de spectres les modèles d'atmosphères planétaires qui peuvent correspondre, c'est-à-dire ceux dont le flux dans les filtres de la paire ou le flux différentiel sont dans les barres d'erreur de notre mesure. Si un seul modèle correspond, on s'arrête en considérant qu'on a effectivement caractérisé au mieux la planète. Si plusieurs modèles peuvent correspondre, on passe à la seconde paire de filtres de la séquence, et on recommence le même procédé. Dans une séquence, chaque paire de filtre va amener une information supplémentaire qui va contraindre les modèles d'atmosphères qui peuvent correspondre. A la fin de la séquence de paires de filtres, il y a 4 issues possibles :

1. *Pas de détection* : la planète n'a pas été détectée avec la première paire de filtres, et donc la séquence a été stoppée
2. *Pas de caractérisation* : la planète est détectable au moins dans la première paire de filtres ; à la fin de la séquence de paires de filtres plusieurs modèles d'atmosphères peuvent convenir, et ils ont tous des valeurs de  $T_{eff}$  et  $\log g$  différentes
3. *Caractérisation  $T_{eff}$*  : la planète est détectable au moins dans la première paire de filtres ; à la fin de la séquence de paires de filtres plusieurs modèles d'atmosphères peuvent convenir, et ils ont la même valeur de  $T_{eff}$
4. *Caractérisation complète* : la planète est détectable au moins dans la première paire de filtres ; à la fin de la séquence de paires de filtres il ne reste plus qu'un seul modèle d'atmosphères possible, ce qui veut dire que les valeurs de  $T_{eff}$  et  $\log g$  ont été déterminés correctement

La Figure 3.24 présente un organigramme du fonctionnement de la simulation décrite ci-dessus. Elle a été effectuée pour des étoiles de type M0, K0, G0 et F0 à une distance de 10 pc pour avoir un éventail relativement large de valeurs de contraste, et avec les modèles d'atmosphère planétaires détaillés dans le Tableau 3.1 à des séparations angulaires de  $0.2''$ ,  $0.5''$ ,  $1.0''$ ,  $1.5''$  et  $2.0''$ . Dans l'ensemble de la simulation, j'ai supposé que les performances en photométrie avec la paire de filtres H3H4 est identique à celle dans la paire H2H3.

### 3.5.2 Analyse des séquences de paires de filtres

On peut maintenant déterminer la ou les séquences de filtres les plus significatives, c'est-à-dire celles qui permettent de maximiser le nombre de caractérisations. La stratégie pour cette détermination est de constituer progressivement une séquence de filtres "optimale" en regardant à chaque ajout d'une paire de filtres laquelle permet le plus grand nombre de caractérisations. Les résultats sont détaillés dans le Tableau 3.6 qui donne le pourcentage de non-détection (PdD), de non-caractérisation (PdC), de caractérisation de  $T_{eff}$  (CT), de caractérisation complète (CC), ainsi que la somme de CT et CC qui représente le pourcentage de toute forme de caractérisation (taux de caractérisation). Les valeurs supérieures et inférieures données en exposant et en indice correspondent aux valeurs données par les courbes d'erreur empiriques inférieure et supérieure.

TAB. 3.6 – Analyse des séquences de paires de filtres pour les courbes d’erreur empiriques moyennes

Type spectral	P1 <sup>a</sup>	P2 <sup>a</sup>	P3 <sup>a</sup>	P4 <sup>a</sup>	P5 <sup>a</sup>	PdD <sup>b</sup> (%)	PdC <sup>c</sup> (%)	CT <sup>d</sup> (%)	CC <sup>e</sup> (%)	CT+CC (%)
M0 V = 8.8	H2H3					3	20 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	0	77 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	77 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>
	H2H3	Y2Y3				3	2 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	0	95 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	95 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>
	H2H3	Y2Y3	J2J3			3	1 <sup>+1</sup> <sub>-0</sub>	0	96 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	96 <sup>+1</sup> <sub>-0</sub>
	H2H3	Y2Y3	J2J3	H3H4		3	1 <sup>+1</sup> <sub>-0</sub>	0	96 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	96 <sup>+1</sup> <sub>-0</sub>
	H2H3	Y2Y3	J2J3	H3H4	K1K2	3	1 <sup>+1</sup> <sub>-0</sub>	0	96 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	96 <sup>+1</sup> <sub>-0</sub>
K0 V = 5.9	H2H3					6	35 <sup>+8</sup> <sub>-1</sub>	0	59 <sup>+8</sup> <sub>-1</sub>	59 <sup>+8</sup> <sub>-1</sub>
	H2H3	Y2Y3				6	4 <sup>+2</sup> <sub>-1</sub>	2 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	88 <sup>+3</sup> <sub>-2</sub>	90 <sup>+2</sup> <sub>-1</sub>
	H2H3	Y2Y3	J2J3			6	2 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	1 <sup>+0</sup> <sub>-1</sub>	92 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	92 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>
	H2H3	Y2Y3	J2J3	H3H4		6	2 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	1 <sup>+0</sup> <sub>-0</sub>	92 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	92 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>
	H2H3	Y2Y3	J2J3	H3H4	K1K2	6	2 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	1 <sup>+0</sup> <sub>-0</sub>	92 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	92 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>
G0 V = 4.4	H2H3					7	43 <sup>+7</sup> <sub>-3</sub>	0	50 <sup>+7</sup> <sub>-3</sub>	50 <sup>+7</sup> <sub>-3</sub>
	H2H3	Y2Y3				7	7 <sup>+4</sup> <sub>-2</sub>	3 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	83 <sup>+5</sup> <sub>-3</sub>	86 <sup>+4</sup> <sub>-2</sub>
	H2H3	Y2Y3	J2J3			7	3 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	2 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	88 <sup>+2</sup> <sub>-2</sub>	90 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>
	H2H3	Y2Y3	J2J3	H3H4		7	3 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	1 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	88 <sup>+2</sup> <sub>-2</sub>	90 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>
	H2H3	Y2Y3	J2J3	H3H4	K1K2	7	3 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	1 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	88 <sup>+2</sup> <sub>-2</sub>	90 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>
F0 V = 2.7	H2H3					10	55 <sup>+7</sup> <sub>-3</sub>	0	35 <sup>+7</sup> <sub>-3</sub>	35 <sup>+7</sup> <sub>-3</sub>
	H2H3	J2J3				10	11 <sup>+2</sup> <sub>-2</sub>	3 <sup>+0</sup> <sub>-1</sub>	76 <sup>+2</sup> <sub>-3</sub>	79 <sup>+2</sup> <sub>-2</sub>
	H2H3	J2J3	Y2Y3			10	7 <sup>+3</sup> <sub>-3</sub>	3 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	80 <sup>+4</sup> <sub>-4</sub>	83 <sup>+3</sup> <sub>-3</sub>
	H2H3	J2J3	Y2Y3	H3H4		10	6 <sup>+2</sup> <sub>-2</sub>	2 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	82 <sup>+4</sup> <sub>-3</sub>	84 <sup>+2</sup> <sub>-2</sub>
	H2H3	J2J3	Y2Y3	H3H4	K1K2	10	6 <sup>+2</sup> <sub>-2</sub>	2 <sup>+1</sup> <sub>-1</sub>	82 <sup>+4</sup> <sub>-3</sub>	84 <sup>+2</sup> <sub>-2</sub>

<sup>a</sup> P1 à P5 désignent les paires de filtres ; <sup>b</sup> Pas de détection ; <sup>c</sup> Pas de caractérisation ;

<sup>d</sup> Caractérisation de la  $T_{eff}$  ; <sup>e</sup> Caractérisation complète

Toutes les combinaisons possibles de séquences de paires de filtres ont été testées, mais seules ont été conservées celles qui maximisent le nombre de caractérisations. Lorsqu’on utilise une seule paire de filtres, la paire H2H3 est celle qui maximise le nombre de détections dans les cas de fort flux (G0 et F0 à 10 pc), là où la détection d’objets faibles est la plus difficile. Cela justifie donc *a posteriori* que l’utilisation de cette paire de filtres est optimale pour la recherche systématique en aveugle de planètes dans le *NIR-Survey* de SPHERE.

L’utilisation d’une deuxième paire de filtres apporte un gain important sur le nombre de caractérisations dans tous les cas, puisqu’on atteint un taux de caractérisation supérieur ou égal à 80%. Ce gain est d’autant plus important que l’étoile est brillante. En effet dans les cas de très fort flux,



le taux de caractérisation avec la seule paire de filtres H2H3 est assez faible (35%), mais l'ajout de la paire Y2Y3 permet d'obtenir un gain de presque 50%. L'écart du taux de caractérisation entre la séquence H2H3 – Y2Y3 et la séquence H2H3 – J2J3 est de l'ordre de 1%, alors qu'il est toujours au moins supérieur à 5% pour les séquences H2H3 – H3H4 et H2H3 – K1K2. Cet effet se confirme lorsqu'on ajoute une troisième paire de filtres, puisque c'est la paire J2J3 qui améliore le plus le taux de caractérisations. Cependant, l'ajout de cette troisième paire n'apporte un gain significatif que dans les cas de fort flux où les caractérisations sont plus difficiles du fait du grand contraste et des bruits du système (comme le *flat field*). Enfin, l'utilisation de 4 ou 5 paires de filtres n'a aucun effet significatif sur le taux de caractérisations, même en fort flux.

Les valeurs supérieure et inférieure de ces différents taux obtenues respectivement à partir des courbes d'erreurs empiriques inférieure et supérieure ne s'écartent dans l'ensemble que très peu de la valeur moyenne. La différence majeure s'observe dans le cas de l'utilisation de la paire H2H3 uniquement où la courbe d'erreur empirique inférieure permet d'obtenir ~8% de caractérisations en plus par rapport à la valeur moyenne. Mais dès qu'on ajoute une seconde paire de filtres cette différence s'efface pour laisser des différences inférieures à 2%.

A partir de ce tableau de résultats il est possible de donner une priorité à chaque paire de filtres pour la caractérisation. On suppose qu'on se place dans le cadre du *NIR-Survey* où toutes les observations seront effectuées en priorité avec la paire H2H3. Mes simulations montrent dans ce cas que les paires Y2Y3 et J2J3 offrent des performances sensiblement équivalentes en terme de nombre de caractérisations, alors que les paires H3H4 et K1K2 sont légèrement en retrait. Les priorités sur les paires de filtres pour la caractérisation sont donc :

1. H2H3 (par définition)
2. Y2Y3 / J2J3
3. H3H4 / K1K2

Dans la suite on notera *séquence optimale* la séquence H2H3 – Y2Y3 – J2J3 – H3H4 – K1K2, et on considérera les statistiques pour les courbes d'erreur empiriques moyennes puisque les différences sont relativement faibles par rapport aux autres courbes d'erreur.

### 3.5.3 $T_{eff}$ estimables

Dans la section précédente nous avons défini des priorités sur les paires de filtres pour la caractérisation. Je vais maintenant présenter plus en détails les  $T_{eff}$  qu'on va pouvoir estimer en fonction de la magnitude et de la séparation angulaire des objets observés. Dans la suite nous appellerons "caractérisation" l'ensemble de caractérisation de la  $T_{eff}$  (CT) et les caractérisations complètes (CC) définies dans la simulation.

La Figure 3.25 représente la plus petite  $T_{eff}$  estimable en fonction de la séparation angulaire et de la magnitude de l'étoile en utilisant jusqu'à 3 paires de filtres de la séquence optimale. Il s'agit là des modèles caractérisés en utilisant différentes paires de filtres, ce qui signifie que des modèles à des  $T_{eff}$  plus basses peuvent être détectables, mais qu'ils ne sont pas caractérisés. On constate donc qu'avec l'utilisation du filtre H2H3 uniquement, on parvient à caractériser des objets avec des  $T_{eff}$  supérieures à 900 K à petite séparation angulaire autour d'étoiles brillantes, alors qu'on peut descendre à 700 K pour des étoiles faibles. En ajoutant une seconde paire de filtres on améliore considérablement ces résultats : à petite séparation on abaisse de ~200 K la valeur des  $T_{eff}$  estimables. L'ajout d'une troisième paire ne change pratiquement pas ces valeurs limites.

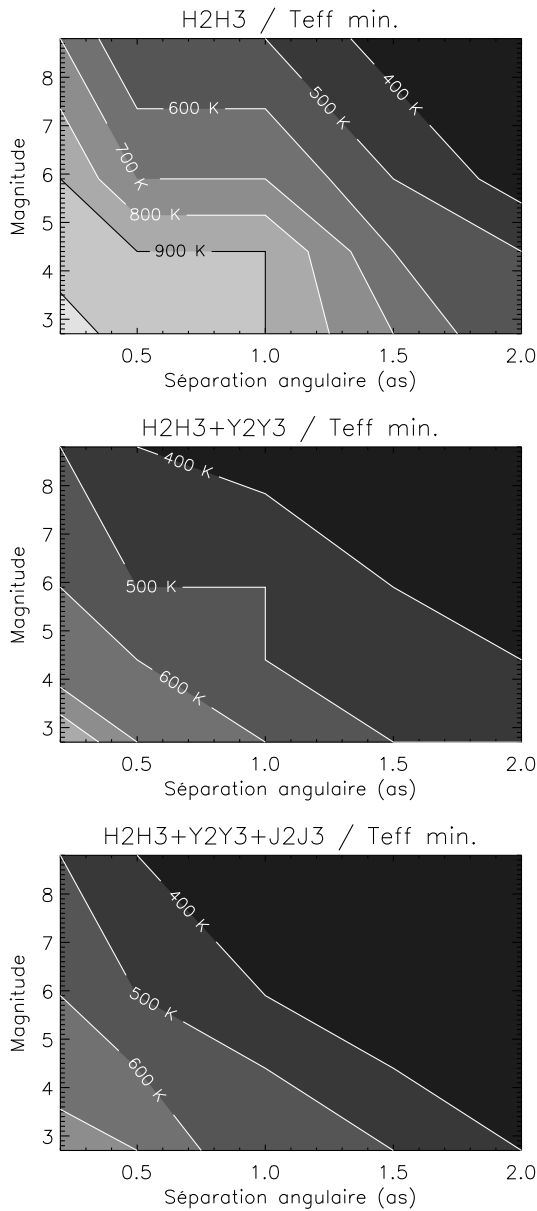


FIG. 3.25 – Température effective la plus faible estimable par imagerie en fonction de la séparation angulaire (axe des abscisses) et de la magnitude de l'étoile (axe des ordonnées) en utilisant 1, 2 et 3 paires de filtres de la séquence optimale.

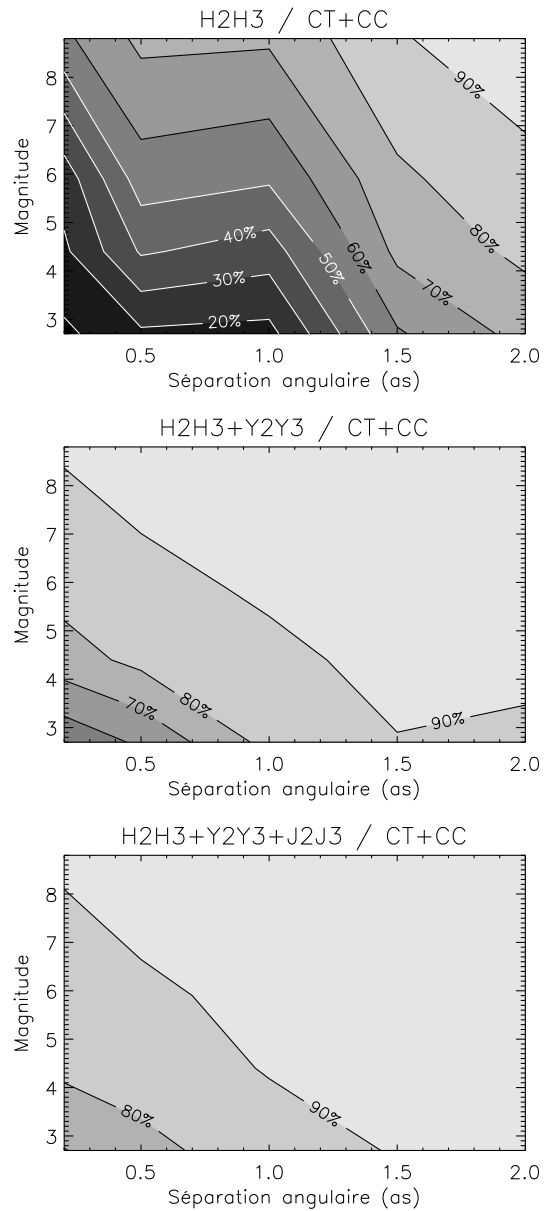


FIG. 3.26 – Pourcentage des modèles de notre bibliothèque caractérisés (CT+CC) en fonction de la séparation angulaire (axe des abscisses) et de la magnitude de l'étoile (axe des ordonnées) en utilisant 1, 2 et 3 paires de filtres de la séquence optimale.

La Figure 3.26 représente la proportion de modèles inclus dans notre bibliothèques qui sont caractérisés dans la simulation en fonction de la séparation angulaire et de la magnitude de l'étoile. Pour chaque couple (magnitude ; séparation), on dispose d'environ 200 modèles d'atmosphères planétaires couvrant la gamme 350 – 2500 K en  $T_{eff}$  et avec pour chaque température différentes valeurs de  $\log g$ . Cette figure est à mettre en regard de la Figure 3.25 et du Tableau 3.7 qui donne la proportion de modèles dans notre bibliothèque dont la  $T_{eff}$  est supérieure ou égale à une certaine valeur. On constate ainsi qu'avec la paire H2H3, à petite séparation en fort flux, on parvient

à caractériser des objets de  $T_{eff}$  de l'ordre de 900 K, mais la proportion de modèles caractérisés est de moins de 20%, alors que 75% des modèles de notre bibliothèque ont  $T_{eff} \geq 900$  K. Cela signifie que même à des  $T_{eff}$  plus élevées, il reste un grand nombre de modèles non-caractérisés. Ce comportement se retrouve pour la paire H2H3 à des séparations angulaires inférieures à  $\sim 1.5''$  et des magnitudes inférieures à  $\sim 6$  mag. En ajoutant une ou deux paires de filtres on augmente considérablement la proportion des modèles caractérisés, en particulier en fort flux à petite séparation. A la plupart des séparations et des magnitudes on caractérise ainsi pratiquement l'ensemble des modèles de la librairie qui ont des  $T_{eff}$  supérieures ou égales à la  $T_{eff}$  minimale estimable, en particulier lors de l'utilisation de 3 paires de filtres.

Enfin, le Tableau 3.8 donne la relation entre la  $T_{eff}$  de la planète et l'âge du système d'après les modèles d'évolution de Chabrier et al. (2000a) et Baraffe et al. (2003), et permet d'avoir une idée de la masse des planètes qu'on va pouvoir caractériser dans le cadre de mon étude basée sur les méthodes ADI et SDI+ADI. Par exemple pour un système jeune (10 Man), on va pouvoir caractériser une planète de la masse de Jupiter en observant avec la paire H2H3 à des séparations de  $0.5''$  en faible flux, mais uniquement au-delà de  $2.0''$  en fort flux. Pour des systèmes plus âgés, même en utilisant 3 paires de filtres, il ne semble pas possible de pouvoir caractériser des planètes de masse inférieures à quelques masses joviennes à faible séparation angulaire d'étoiles de type solaire. En particulier la détection d'une planète de  $1 M_{Jup}$  orbitant à 5 UA autour d'une étoile solaire à 10 pc ne sera caractérisable qu'autour de systèmes extrêmement jeunes (1 – 10 Man).

### 3.5.4 Étude des caractérisations non-univoques

Les caractérisation non-univoques ou “non-caractérisations” sont les cas correspondant à des objets suffisamment brillants pour être détectés à  $5\text{-}\sigma$  avec les méthodes d'analyse des données ADI et SDI+ADI, mais auxquels il n'est pas possible de faire correspondre de manière univoque un modèle d'atmosphère planétaire qui satisfasse toutes les mesures de flux dans les différentes paires de filtres de IRDIS.

La non-caractérisation a été définie comme le fait de ne pas retrouver le modèle qui a été introduit au départ dans la simulation. Cependant, même si plusieurs modèles peuvent correspondre, on peut tenter d'estimer partiellement les paramètres  $T_{eff}$  et  $\log g$  qui approchent au mieux les valeurs de flux mesurées. Pour chaque modèle non-caractérisé, on obtient un nombre  $N$  de modèles théoriques pouvant correspondre au modèle qu'on cherche à caractériser. A partir de ces modèles on peut comptabiliser ceux ayant des valeurs de  $T_{eff}$  et  $\log g$  communes et ainsi voir si des valeurs sont prépondérantes pour ces paramètres. Si à la fin plusieurs modèles ont été comptabilisés un

Tab. 3.7 – Proportion de modèle de la bibliothèque au-dessus d'une valeur de  $T_{eff}$

$T_{eff}$ (K)	Proportion (%)
300	100
400	97
450	94
500	90
600	86
700	83
800	79
900	74
1000	69

TAB. 3.8 – Relation entre  $T_{eff}$  et masse pour différents âges

$T_{eff}$ (K)	Masse 1 Man ( $M_{Jup}$ )	Masse 10 Man ( $M_{Jup}$ )	Masse 100 Man ( $M_{Jup}$ )	Masse 1 Gan ( $M_{Jup}$ )	Masse 5 Gan ( $M_{Jup}$ )
400	0.1	0.5	1.9	7.2	15.9
500	0.3	0.9	3.3	10.7	23.1
600	0.5	1.4	4.8	14.0	30.8
700	0.6	1.9	6.5	18.5	37.9
800	0.8	2.4	8.1	22.5	44.6
900	1.0	3.0	9.7	26.9	50.7
1000	1.2	3.7	10.8	31.2	56.5
1200	1.8	5.3	11.9	39.3	65.2
1300	2.2	6.2	12.4	43.2	67.8
1400	2.6	7.1	15.8	47.1	70.5
1500	2.9	8.1	19.1	51.0	73.1
1600	3.4	9.1	22.0	55.0	74.5
1700	4.0	11.5	27.3	63.9	75.1
1800	4.6	12.6	29.7	67.1	76.4
1900	5.3	13.5	32.2	70.2	77.7
2000	6.3	14.3	35.2	73.3	79.0
2100	7.4	15.2	38.1	76.2	80.8
2200	9.5	16.3	41.1	79.4	82.5
2300	11.8	18.0	44.9	82.4	84.4
2500	18.6	21.8	53.6	89.8	90.8

même nombre de fois, on peut estimer l'erreur sur  $T_{eff}$  et  $\log g$  comme l'écart type des valeurs des modèles restants.

Cette estimation des valeurs possibles des paramètres  $T_{eff}$  et  $\log g$  a été effectuée pour toutes les séparations angulaires et les niveaux de flux simulés. La Figure 3.27 présente les résultats pour un cas difficile de fort flux (F0 à 10 pc) à petite séparation angulaire (0.2'') où le taux de non-caractérisations est particulièrement important même en utilisant plusieurs paires de filtres. Pour un même nombre de paires de filtres utilisé, la figure présente les erreurs commises sur l'estimation de  $T_{eff}$  et  $\log g$  au moyen d'une flèche dont le point de départ désigne la valeur vraie et l'extrémité la valeur estimée à l'issue de la simulation, avec une barre d'erreur. L'échelle de l'axe des abscisses est arbitraire et correspond à l'agencement par ordre croissant de valeur de  $T_{eff}$  vraies. L'échelle est cependant identique sur tous les graphiques, ce qui signifie qu'un même cas se retrouve à la même position sur tous les graphiques.

La principale conclusion qu'on peut tirer de cette analyse est que les caractérisations non-univoques sont avant tout dominées par des erreurs sur l'estimation de  $\log g$ . En effet, dans le cas de l'utilisation du filtre H2H3 uniquement on constate que mis à part quelque cas où l'estimation de  $T_{eff}$  est effectivement très erronée, les erreurs sont de l'ordre de 200 K ou moins (~60% en-dessous de 100 K, ~80% en-dessous de 200 K). De plus pour la majorité des cas la barre d'erreur englobe la valeur vraie de la  $T_{eff}$ . A l'inverse, l'estimation de  $\log g$  est moins bonne puisque seulement ~40% des cas ont une erreur inférieure ou égale à 0.5 dex et ~70% à 1.0 dex, mais dans beaucoup de cas où l'erreur est importante, la barre d'erreur n'englobe pas la valeur vraie, ce qui est clairement problématique. L'ajout d'une ou deux paires de filtres supplémentaires permet de diminuer de manière importante le nombre de non-caractérisation dans le cas présenté ici. On voit

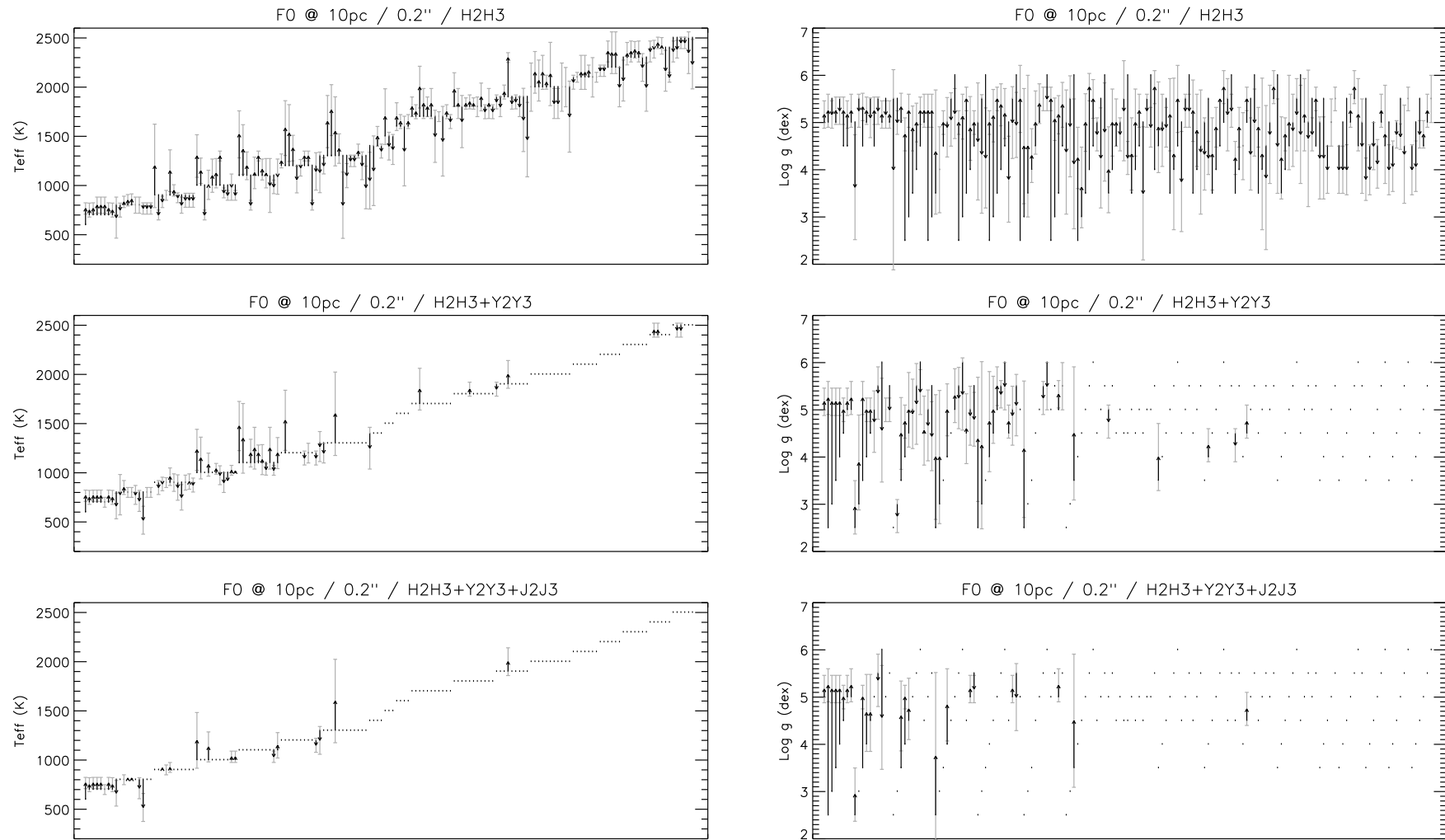


FIG. 3.27 – Illustration des non-caractérisations de  $T_{eff}$  (gauche) et  $\log g$  (droite) pour un cas en fort flux (F0 à 10 pc) à une séparation angulaire de 0.2'' en utilisant jusqu'à 3 paires de filtres de la séquence optimale. L'axe des abscisses est arbitraire. Le point de départ de chaque flèche correspond à la valeur de départ du modèle introduit dans la simulation, et le bout de la flèche correspond à la valeur estimée à partir des modèles pouvant correspondre à la fin de la simulation. Un point indique que la valeur trouvée est juste.

TAB. 3.9 –  $T_{eff}$  équivalentes à des contaminants de différents types spectraux avec la paire de filtres H2H3

Contraste (mag)	$T_{eff}$ équivalente à une étoile de type			
	F0 (K)	G0 (K)	K0 (K)	M0 (K)
5.0	-	-	-	-
7.5	-	-	-	1900
10.0	900-1000	800	800	-
12.5	500	500-600	450	-
15.0	350-500	350-500	350-450	-
17.5	350-500	350-450	350-400	-

TAB. 3.10 –  $T_{eff}$  équivalentes à des contaminants de différents types spectraux avec les paires de filtres H2H3 et Y2Y3

Contraste (mag)	$T_{eff}$ équivalente à une étoile de type			
	F0 (K)	G0 (K)	K0 (K)	M0 (K)
5.0	-	-	-	-
7.5	-	-	-	1900
10.0	-	800	-	-
12.5	-	600	450	-
15.0	-	450-500	350-450	-
17.5	350-500	400	350-400	-

en particulier que les cas indéterminés se retrouvent majoritairement vers les petites valeurs de  $T_{eff}$  qui correspondent à des cas proches de la limite de détection. Là encore, dans la plupart des cas l'erreur sur  $T_{eff}$  est petite, alors qu'elle atteint souvent 1 à 2 dex sur  $\log g$ , mais la caractérisation est cependant nettement améliorée par rapport à l'utilisation de la seule paire de filtre H2H3.

### 3.5.5 Discrimination des étoiles de fond

La discrimination des étoiles de fond est un problème particulièrement important. En effet, lorsqu'on effectue des observations il est possible qu'une étoile d'arrière plan se trouve suffisamment loin pour que sa luminosité la place dans la gamme de luminosité d'une planète. Le spectre d'une étoile est très différent de celui d'une planète comme on peut le voir en comparant les Figures 3.4 et 3.5. En particulier, l'indice de couleur entre les deux filtres d'une paire doit être petit puisque la pente du continuum stellaire est faible. Cependant on peut se demander si à grand contraste il n'est pas possible de confondre une étoile d'arrière plan avec une planète. Je présente ici une première étape dans l'étude de la discrimination des contaminants à partir des mesures photométrique de IRDIS.

En utilisant une version modifiée de la procédure de simulation décrite dans la Section 3.5.1, j'ai pu étudier la discrimination des étoiles de fond. Au lieu d'introduire un spectre d'atmosphère planétaire en entrée de la simulation, j'ai introduit le spectre d'une étoile placée à une distance qui a été calculée pour que le contraste moyen sur les bandes Y, J, H et K entre l'étoile d'avant plan et l'étoile d'arrière plan soit égale à une valeur variant entre 5 mag ( $10^{-2}$ ) et 17.5 mag ( $10^{-7}$ ). L'extinction induite par le milieu interstellaire a été prise en compte dans le calcul de la distance. Les Tableaux 3.9 et 3.10 présentent pour différentes valeurs de contraste et des contaminants de

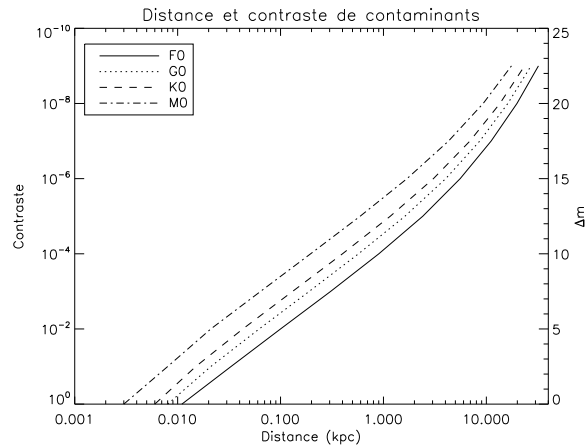


FIG. 3.28 – Contraste des contaminants dans le proche infrarouge (JHK) par rapport à une étoile F0 à 10 pc en fonction de leur distance en kpc. Les courbes obtenues ne sont pas des droites à cause de l’extinction induite par le milieu interstellaire.

différents types spectraux la  $T_{eff}$  de planètes qui peuvent être confondues avec les contaminants stellaires d’arrière plan lors de l’utilisation d’une ou deux paires de filtres. Les planètes sont supposées se trouver dans un système à 10 pc. La Figure 3.28 donne le contraste des contaminants dans le proche infrarouge par rapport à une étoile F0 à 10 pc en fonction de leur distance en kiloparsecs.

On constate que pour les contrastes inférieurs à 7.5 mag, les risques de confusion d’une étoile avec une planète sont relativement limités, mis à part pour une étoile de type M0 qu’il est possible de confondre avec une planète relativement chaude à un contraste de 7.5 mag. A plus grand contraste, les risques de confusion sont plus élevés pour les types spectraux autres que la M0. Autour d’un contraste de 10 mag, les étoiles se confondent avec des planètes encore assez chaudes entre 800 et 1000 K, mais à plus grand contraste les elles se confondent progressivement avec des modèles plus froids, jusqu’à 350 K à partir d’un contraste de 15 mag. La distinction des contaminants par rapport à des planètes à partir d’une seule observation peut donc s’avérer difficile, en particulier à grand contraste, où les étoiles vont se confondre avec des planètes froides. En ajoutant la paire de filtres Y2Y3, on diminue le risque de confusion, en particulier pour une étoile de type F0 jusqu’à des contraste des 15 mag, mais les types spectraux G0 et K0 prêtent toujours à confusion. Cependant, on peut supposer que l’observation d’un système à une seconde époque devrait permettre d’éliminer la plupart des contaminants, d’autant plus si les observations sont effectuées avec une paire de filtres différente de la première époque.

### 3.5.6 Conclusion sur les caractérisations photométriques

Nous venons de voir que la caractérisation photométrique des exoplanètes par imagerie nécessite *a priori* plusieurs observations dans différents filtres pour attribuer des valeurs de  $T_{eff}$  et  $\log g$  à un objet détecté. Ma simulation testant de manière systématique le nombre de caractérisations pour les modèles inclus dans notre bibliothèque de spectres et pour toutes les combinaisons possibles de paires de filtres m’a permis de définir des priorités pour la caractérisation sur les paires de filtres disponibles dans IRDIS. Ainsi en supposant que la détection s’effectue avec la paire H2H3, il apparaît que les paires Y2Y3 et J2J3 permettent un plus grand nombre de caractérisations que les paires H3H4 et K1K2.

En utilisant au moins 2 paires de filtres, on peut donc s’attendre à caractériser des planètes jusqu’à des températures de l’ordre de 700 K à petite séparation angulaire et autour d’étoiles brillantes

de type F0 ou G0 à 10 pc, ce qui correspond à des planètes de masse  $\sim 2 M_{\text{Jup}}$  pour des systèmes âgés de 10 Man. En faible flux, on peut espérer caractériser des planètes avec  $T_{\text{eff}} = 500 \text{ K}$  aux mêmes séparations angulaires, ce qui correspond alors à des planètes de masse  $\sim 1 M_{\text{Jup}}$ . Les caractérisations non-univoques sont quant à elles majoritairement dues à une dégénérescence des valeurs de  $\log g$  qui sont souvent mal déterminées. Enfin, l'étude de la présence de contaminants stellaires situés en arrière plan montre que la confusion avec des planètes est possible à des contrastes supérieurs à 10 mag. En particulier pour des contrastes supérieurs à 15 mag, les étoiles de fond peuvent être prises pour des planètes de basse  $T_{\text{eff}}$  (350 – 500 K). L'ajout d'une seconde paire de filtre diminue légèrement les risques de confusion, mais ne les élimine pas totalement dans les cas de grand contraste où l'erreur photométrique est importante. Une seconde époque sera donc nécessaire dans la plupart des cas.

### 3.6 Calibrations pour l'imagerie

Un instrument de la complexité de SPHERE nécessite un très grand nombre de procédures de calibration pour fonctionner avec les meilleures performances possibles. On distingue plusieurs types de procédures qui sont utilisées à différents moments dans l'acquisition ou le traitement des données :

- les procédures “d'acquisition” qui s'effectuent avant ou pendant une observation, et qui permettent en temps réel d'agir sur l'instrument
- les procédures “de calibration”, qui sont effectuées soit pendant les observations soit durant la journée, et qui vont servir à traiter les données acquises pendant la nuit

Les procédures d'acquisition sont nécessaires avant de commencer une observation, par exemple pour pointer le télescope, repérer la position de l'étoile dans le champ, centrer l'étoile sur le coronographe. Certaines procédures sont aussi nécessaires durant les observations, par exemple pour s'assurer que l'étoile reste bien centrée sur le coronographe, ou que la pupille reste stable par rapport à l'instrument. A ce niveau, on distingue deux types “d'interfaces” avec l'instrument : (1) l'*instrument software* ou contrôle instrumental, qui est la partie logiciel qui va contrôler l'instrument au sens propre, que ce soit les moteurs, les détecteurs, ... ; et (2) la *quick-look* qui est un outil d'analyse en temps réel des données en cours d'acquisition qui permet à l'astronome de vérifier que l'acquisition des images se déroule correctement et que les données sont de bonne qualité. La plupart des procédures de calibration vont servir à traiter des données *a posteriori*, en particulier pour permettre la réduction des données qui va ôter des images la plupart des effets induits par l'instrument et permettre leur exploitation scientifique. Certaines procédures de calibration vont aussi permettre de suivre l'évolution de certains paramètres instrumentaux dans le temps.

Dans le cadre de ma thèse, j'ai eu l'occasion de travailler sur quelques-unes des procédures qui seront utilisées dans le contrôle instrumental, dans la *quick-look* et dans la réduction des données. Je vais dans un premier temps présenter mon travail sur la détermination du centre de rotation du champ, la mesure de la distorsion optique et leur impact sur les performances. Dans un deuxième temps je présenterai l'influence d'erreurs sur les grandes structures dans le *flat field* et le fond thermique.

#### 3.6.1 Détermination du centre de l'étoile

Au cours de la pose scientifique, la position du centre de l'étoile sur le détecteur peut potentiellement varier à cause des vibrations, fluctuations thermiques ou des défauts de pointage du



télescope. Afin d'assurer des performances optimales, la détermination du centre de l'étoile est extrêmement importante. En particulier, cette détermination est essentielle pour :

- le maintien du centrage de l'étoile sur le coronographe afin d'obtenir une extinction optimale de son signal.
- la stabilité et la reproductibilité du centrage de l'étoile sur le coronographe afin d'être en mesure de comparer des images prises dans des configurations instrumentales similaires mais à des moments différents pour estimer et soustraire les motifs de speckles instrumentaux (en particulier lors de l'observation d'une étoile de référence).
- les besoins d'astrométrie relative entre l'étoile et le compagnon qui vont permettre de discriminer d'éventuelles étoiles de fond ou de mesurer une orbite pour les objets liés.
- ne pas dégrader les performances des méthodes d'analyse des données, en particulier pour des observations en pupilles stabilisées où la rotation du champ doit être compensée.

La spécification concernant les deux premiers points est assez forte, en particulier la stabilité du centrage de l'étoile sur le coronographe au cours de la pose scientifique est de l'ordre de quelques dixièmes de millisecondes d'arc. Concernant l'astrométrie relative il existe différents besoins en terme de précision : avec une précision de  $\sim 5$  mas il est possible de déterminer qu'il existe un lien entre une étoile et un candidat planète grâce à leur mouvement propre commun par rapport aux étoiles de fond sur une période de quelques mois, alors qu'avec une précision de  $\sim 1$  mas, il devrait être possible de mesurer le mouvement orbital des planètes détectées sur des périodes de quelques mois à quelques années. Enfin, une performance optimale des méthodes d'analyse des données nécessite un besoin sur le centrage de l'ordre de quelques millisecondes d'arc. L'instrument SPHERE comporte un système d'asservissement composé d'un correcteur de *tip-tilt* et d'un correcteur de *tip-tilt* différentiel entre la mesure faite dans le visible et les observations faites dans l'infrarouge. Ce système permet de s'assurer non seulement que l'étoile reste centrée sur un même pixel du détecteur avec une précision de l'ordre de  $\sim 0.1$  mas, mais également que l'axe optique de rotation du champ est confondu avec le centre de l'étoile avec la même précision.

Ce système d'asservissement va permettre de maintenir l'étoile parfaitement centrée sur le coronographe indépendamment des images scientifiques obtenues dans le plan du détecteur. Il reste cependant nécessaire de disposer d'une procédure fiable et précise (au moins  $\sim 1$  mas) pour la détermination du centre de l'étoile en aval du coronographe pour l'analyse scientifique des images. Une méthode possible consiste à placer une grille périodique dont l'espacement et l'épaisseur sont connus dans un plan pupille en amont du coronographe (Marois et al. 2006b; Sivaramakrishnan & Oppenheimer 2006). La présence de cette grille va produire des images secondaires de la PSF à une distance et une position connues par rapport à l'étoile. En mesurant la position de ces pics secondaire qui ne sont pas affectés par le coronographe, il sera alors possible de déduire la position de l'étoile. Pour SPHERE il a été proposé non pas de placer une grille périodique dans un plan pupille, mais d'introduire artificiellement un "mode gaufre" (*waffle* en anglais) sur le miroir déformable (MD) du système d'OA. Le mode gaufre fondamental est un mode où les actionneurs sont positionnés alternativement en position  $+p$  et  $-p$ , où  $p$  est un déphasage local en nanomètres par rapport au zéro du MD qui produit sur le MD un motif résultant de la multiplication d'une quasi-sinusoïde dans une direction par une quasi-sinusoïde dans la direction orthogonale. Le front d'onde résultant montre une série de "creux et de bosses" d'amplitudes égales, ce qui lui vaut le surnom de mode gaufre. Le mode gaufre est un mode non-vu par l'ASO car il produit un défaut du front d'onde à une fréquence égale à la fréquence de coupure de l'OA. Les systèmes d'OA convergent naturellement vers un mode gaufre, et nécessitent un filtrage spécifique pour l'élimi-

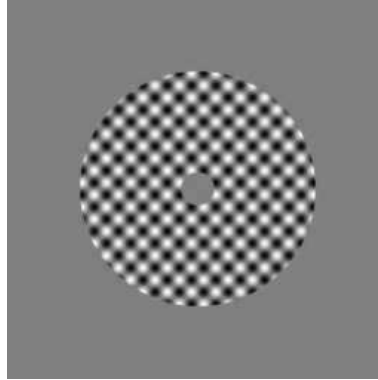


FIG. 3.29 – Mode gaufre à une fréquence spatiale 2 fois moindre que le mode fondamental ( $f/2$ ). La moyenne du mode est de zéros nanomètres et l'amplitude vaut 400 nm PtV.

ner. Pour plus large de détails sur le mode gaufre et son impact sur les images avec un système d'OA, voir par exemple [Makidon et al. \(2005\)](#).

En pratique, on doit cependant prendre en compte deux paramètres importants. Tout d'abord, le mode gaufre fondamental n'est pas vu par l'ASO, donc il n'est pas possible de le maintenir de manière exacte sur le MD. Même en appliquant une tension constante sur chacun des actionneurs du MD, ceux-ci ne vont pas conserver une position parfaitement fixe. Leur position peut dériver de plusieurs pourcents par seconde du fait de l'hystérésis du miroir. Dans des conditions d'observation où on va vouloir faire une pose sur une étoile avec un mode gaufre sur le MD, il est possible qu'une telle dérive soit problématique. Il est donc préférable d'appliquer un mode produisant les mêmes effets que le mode gaufre fondamental, mais qui soit vu par l'ASO pour un contrôle en boucle fermée. Ainsi, au lieu d'appliquer le mode fondamental on va appliquer un mode gaufre de fréquence 2 fois plus faible :

$$\begin{pmatrix} +p & 0 & -p & 0 & +p & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ -p & 0 & +p & 0 & -p & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ +p & 0 & -p & 0 & +p & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Ce mode est vu par l'ASO, et est donc parfaitement stabilisé en boucle fermée.

D'autre part, la fonction d'influence des actionneur d'un MD n'est pas sinusoïdale. Une modélisation plus fine des fonctions d'influence des actionneurs du MD de SPHERE est obtenue par une fonction gaussienne ayant pour valeur 27% de son maximum à la position correspondant à l'actionneur suivant (Thierry Fusco, communication privée). C'est cette modélisation qui a été adoptée pour les simulations du mode gaufre pour la calibration du centre de rotation du champ de IRDIS.

### Présentation de la simulation

Une simulation du mode gaufre a été réalisée avec CAOS en utilisant 100 écrans de phase atmosphériques filtrés par l'OA correspondant à un DIT de quelques secondes. Les actionneurs

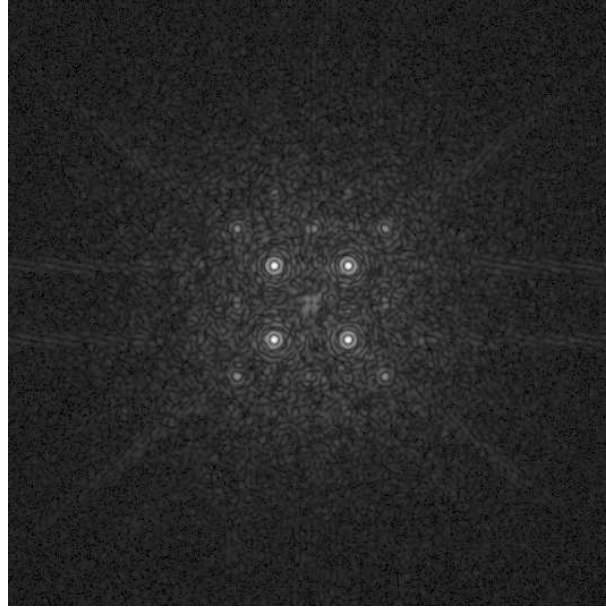


FIG. 3.30 – Résultat de l'application du mode gaufre  $f/2$  sur l'image coronographiée d'une étoile M0 à 10 pc avec un temps d'intégration de 30 s. Pour plus de clarté l'échelle d'affichage est logarithmique ; elle est identique sur les deux images.

ont été simulés par des gaussiennes comme décrit dans le paragraphe précédent, et on a supposé une amplitude de 400 nm PtV sur la surface du MD, selon les capacités du MD de SPHERE. Seul le mode gaufre avec une fréquence spatiale 2 fois moindre que le mode fondamental (noté  $f/2$  dans la suite) n'a été simulé (illustré sur la Figure 3.29). Une fois ce mode appliqué sur le MD, la photométrie a été calculée sur les PSFs coronographiées et non-coronographiées en faible flux (étoile M0 à 10 pc). Les positions des pics secondaires induits par le mode gaufre ont ensuite été mesurées pour en déduire le centre de l'étoile, et la valeur a été comparée à la valeur du centre de l'étoile sans mode gaufre. La position des pics secondaires est connue précisément en fonction du mode appliqué sur le MD, donc la position de chaque pic a été mesurée en ajustant une fonction gaussienne sur la zone de l'image contenant le pic secondaire.

## Résultats

La Figure 3.30 illustre le résultat de l'application du mode gaufre  $f/2$  sur l'image coronographiée d'une étoile M0 à 10 pc avec un temps d'intégration de 30 s. Des pics de différents ordres apparaissent dans les images correspondant à l'application d'un motif périodique sur le MD. Les pics d'ordre 1 sont les plus brillants car le pic d'ordre 0 a été atténué par le coronographe.

Le Tableau 3.11 donne le résultat des mesures pour le mode gaufre  $f/2$  sur une étoile de type M0 à 10 pc avec et sans coronographe. On remarque qu'il n'y a presque aucune différence pour les différents temps d'intégration testés, et que sur les 4 mesures du centre faites à partir des 4 pics secondaires, on obtient une erreur systématique sur la mesure moyenne du centre. Cependant, cette erreur systématique est suffisamment au-dessous de l'objectif de 1 mas pour être négligée. Les performances sont identiques avec et sans coronographe, ce qui est prévisible puisque les pics secondaires ne sont normalement pas atténués par le coronographe.

Tab. 3.11 – Mesure de l'écart moyen entre le centre vrai et le centre mesuré grâce au mode gaufre  $f/2$  sur une étoile M0 à 10 pc pour différents temps d'intégration, avec et sans coronographe.

Coronographe	T (s)	Écart <sub>x</sub> (mas)	Écart <sub>y</sub> (mas)
Non	5	$-0.28 \pm 0.69$	$0.00 \pm 0.09$
	10	$-0.29 \pm 0.67$	$-0.01 \pm 0.09$
	20	$-0.27 \pm 0.69$	$-0.01 \pm 0.09$
	30	$-0.27 \pm 0.69$	$0.00 \pm 0.09$
4-quadrant	5	$-0.27 \pm 0.70$	$-0.07 \pm 0.12$
	10	$-0.28 \pm 0.69$	$-0.09 \pm 0.12$
	20	$-0.27 \pm 0.69$	$-0.07 \pm 0.12$
	30	$-0.27 \pm 0.70$	$-0.07 \pm 0.12$

### Impact sur les performances

Une erreur sur la détermination du centre de l'étoile va se répercuter sur :

1. la limite de détection, à cause de la dilution du signal de la planète engendrée par le mauvais alignement du signal dans les différentes images ;
2. l'estimation du flux de la planète, à cause du mauvais alignement de la PSF planétaire avec l'ouverture dans laquelle on effectue la photométrie.
3. l'astrométrie relative de la planète par rapport à l'étoile.

Aux niveaux de précision que l'utilisation d'un mode gaufre permet d'obtenir sur la détermination du centre (quelques dixièmes de millisecondes d'arc), l'effet est totalement négligeable. Une telle erreur va entraîner une perte sur la limite de détection qui n'est mesurable ni dans les images en fort flux dominées par le bruit de speckles, ni dans les images en faible flux où les bruits du fond thermique vont commencer à apparaître. En utilisant l'ouverture illustrée sur la Figure 3.17, on peut mesurer que dans le filtre H2 un décalage de 0.6 mas (0.05 pix) de l'ouverture par rapport à la PSF va se traduire par une erreur de  $\sim 0.01\%$  sur la mesure du flux. On peut par conséquent considérer que l'utilisation d'un mode gaufre pour déterminer la position de l'étoile dans les images scientifiques permet de ne pas limiter les performances en détection et en caractérisation. De plus, en terme d'astrométrie la précision obtenue est négligeable devant les erreurs introduites par la distorsion instrumentale résiduelle, comme nous allons le voir dans la section suivante.

### 3.6.2 Détermination et correction de la distorsion

La distorsion optique est une aberration qui va limiter les performances en astrométrie de SPHERE. Dans le plan focal de IRDIS, la distorsion globale en bord du champ est de l'ordre de  $45 \mu\text{m}$  au maximum. Il est donc nécessaire de pouvoir mesurer précisément cette distorsion et la corriger. Pour cela, SPHERE comporte un dispositif de calibration de la distorsion dans le *Common Path* qui est constitué d'une grille de points lumineux éclairés par une sphère intégrante. Ce dispositif se situe à l'entrée du *Common Path*, à une ouverture numérique de  $F/15$ , égale à celle du faisceau en sortie du télescope.

Les caractéristiques techniques du dispositif de calibration de la distorsion ont été définies dans le document *Calibration Hardware Design* interne au projet SPHERE. Les caractéristiques qui nous intéressent sont :

**Motif des points :** Carré de  $50 \times 50$  points

**Espacement des points :**  $100 \mu\text{m}$

**Taille des points :**  $30 \mu\text{m}$

**Précision de l'espacement :**  $\pm 0.55 \mu\text{m}$  d'un côté à l'autre (0.8 mas)

**Précision du positionnement du dispositif de calibration :**  $\sim 50$  mas

A partir de ces caractéristiques on déduit que la procédure de mesure de la distorsion doit pouvoir travailler avec un grand nombre de points source résolus ( $75.8 \mu\text{m} / 4.2$  pix dans le plan focal de IRDIS) placés sur une grille dont la position peut varier de quelques pixels lors d'une utilisation à l'autre. L'objectif fixé par le plan de calibration est une précision de calibration meilleure que 1 mas ( $0.08$  pix =  $1.47 \mu\text{m}$ ). Comme nous allons le voir, la procédure que j'ai développée répond à toutes ces exigences puisqu'elle permet de mesurer la distorsion globale.

### Simulation de la grille avec ZEMAX

Afin de simuler cette grille de calibration, j'ai créé un modèle dans le logiciel de conception optique ZEMAX<sup>6</sup> qui a été inséré dans le design optique de SPHERE en mode non-séquentiel. Ce mode permet d'étudier des systèmes complexes ayant plusieurs sources lumineuses ou des sources complexes, et permet d'étudier les réflexions et la diffusion de la lumière dans le système. Ce mode est extrêmement utile par exemple pour l'étude des images fantômes (*ghosts*).

Dans ce mode non-séquentiel, l'utilisateur peut créer des sources lumineuses spécifiques en programmant une extension pour ZEMAX. Cette extension va générer des rayons lumineux ayant chacun :

- un point de départ dans l'espace  $(x, y, z)$
- une direction dans l'espace  $(\vec{d}_x, \vec{d}_y, \vec{d}_z)$
- une énergie  $E$

Il est ainsi possible de créer des sources totalement personnalisées et de les insérer dans un système existant. C'est ce qui a été fait avec la grille de calibration de la distorsion. Les dimensions caractéristiques de la grille étant connues, une extension a été écrite pour ZEMAX générant des rayons lumineux aléatoires provenant de chaque point de la grille dans un cône de  $4^\circ$ . La grille de calibration de la distorsion a été insérée dans le plan focal à F/15 à l'entrée de l'instrument.

Le tracé d'un très grand nombre de rayons ( $10^8$ ) a permis d'obtenir des images du champ de IRDIS à des longueurs d'onde de  $1.3 \mu\text{m}$  et  $2.3 \mu\text{m}$  imageant la grille de calibration (Figure 3.31). Cependant, le mode non-séquentiel de ZEMAX ne prend pas en compte la diffraction, donc il est nécessaire de s'assurer que celle-ci ne va pas rendre les images de la grille de calibration inexploitables.

### Influence de la diffraction

La diffraction va produire un élargissement des images des points de la grille, qui peut se traduire par un mélange des images des points adjacents. Les FWHM de la tache d'Airy et des points simulés ont pour valeur :

<sup>6</sup><http://www.zemax.com/>

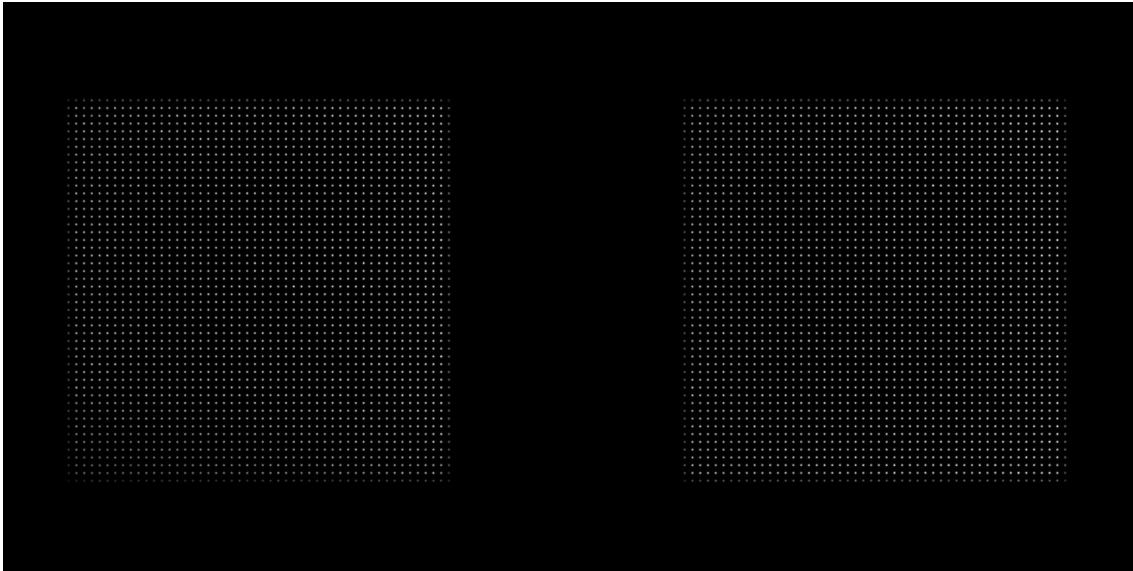


FIG. 3.31 – Les deux champs de vue de IRDIS simulé dans ZEMAX avec la grille de calibration de la distorsion dans le plan focal d’entrée de l’instrument à une longueur d’onde de  $2.3 \mu\text{m}$ . Cette image ne prend pas en compte la diffraction. Chacune des deux images de la grille correspond à l’une des deux voies optiques de IRDIS.

$$FWHM_{\text{Airy}} = 87.2 \mu\text{m} \quad (3.14)$$

$$FWHM_{\text{Point}} = \sim 55 \mu\text{m} \quad (3.15)$$

à  $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$  dans le plan focal de IRDIS. En approximant au premier ordre la tache d’Airy et l’image des points de la grille par des gaussiennes de FWHM égales à  $FWHM_{\text{Airy}}$  et  $FWHM_{\text{Point}}$  respectivement, on en déduit que la FWHM de la convolution des deux sera :

$$FWHM_{\text{Airy*Point}} = \sqrt{FWHM_{\text{Airy}}^2 + FWHM_{\text{Point}}^2} = 103 \mu\text{m} \quad (3.16)$$

Sachant que les points sont séparés de  $253 \mu\text{m}$  dans le plan focal de IRDIS, il reste une séparation de  $\sim 150 \mu\text{m}$  entre les points à la moitié de leur maximum. On est donc largement au-dessus du critère de Rayleigh.

Afin de vérifier la validité de cette affirmation, l’image finale dans le plan focal de IRDIS a été convoluée par une PSF théorique de la bonne FWHM. La Figure 3.32 montre le résultat de cette convolution. En ajustant une fonction gaussienne sur les points de l’image après convolution par une PSF théorique à  $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$ , on mesure une valeur

$$FWHM_{\text{Airy*Point}}^{\text{mesure}} = 100.8 \mu\text{m} \quad (3.17)$$

tout à fait en accord avec les calculs de l’Équation 3.16. On en conclut donc qu’il est possible de travailler avec une grille de calibration de taille  $50 \times 50$  avec des points de  $30 \mu\text{m}$  espacés de  $100 \mu\text{m}$  à une longueur d’onde de  $2.3 \mu\text{m}$ . Cette grille est donc *a fortiori* utilisable à des longueurs d’onde plus faibles.

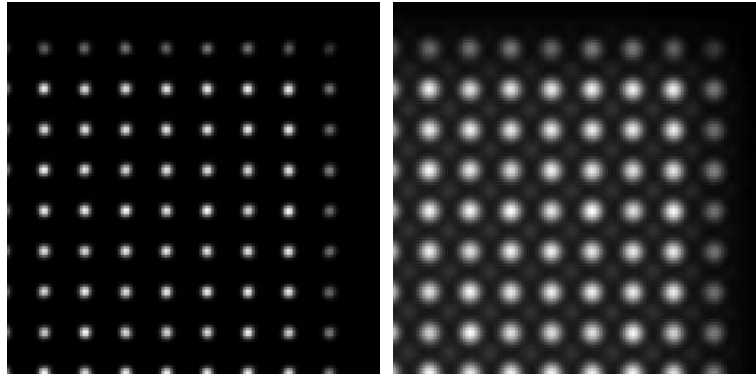


FIG. 3.32 – Détail de l'image de la grille de calibration de la distorsion dans le plan focal de IRDIS à une longueur d'onde  $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$  avant (gauche) et après (droite) convolution par une PSF ayant un rapport de Strehl de  $\sim 90\%$ . L'élargissement de l'image des points est clairement visible.

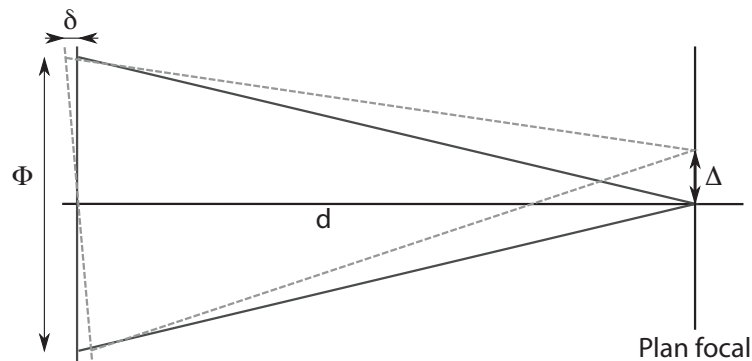


FIG. 3.33 – Illustration de l'effet d'un tilt local d'une surface de diamètre équivalent à un écart  $\delta$  sur une surface de diamètre  $\Phi$ . Ce tilt va se traduire par une distorsion locale égale à  $\Delta = 2d\delta/\Phi$  dans un plan focale à une distance  $d$ .

### Influence des défauts locaux

La distorsion optique est une fonction de la distance radiale à l'axe optique. Cependant, des défauts locaux sur les composants optiques dans l'instrument pourraient potentiellement créer de la distorsion locale dans le champ qui viendrait se superposer à la distorsion globale. Toutes les surfaces optiques ne sont pas susceptibles de créer une telle distorsion : seules sont concernées les surfaces où l'impact d'un faisceau en bord du champ est égale ou supérieure au rayon du faisceau sur l'axe optique. Quatre surfaces sont principalement concernées dans le *Common Path* et IRDIS : le *Differential Tip-Tilt Beam Splitter* (DTTS-BS), le coronographe, le doublet situé juste après le coronographe (*IR Lens 3*) et les filtres DBI dans IRDIS.

On souhaite avoir une précision finale de  $\sim 1$  mas en astrométrie avec IRDIS. Par conséquent on doit être en mesure de calibrer la distorsion avec une précision meilleure que  $0.1$  pix ( $1.8 \mu\text{m}$ ). On doit donc s'assurer que les défauts locaux sur ces surfaces ne vont pas introduire de tilt local déplaçant le faisceau de plus de  $0.1$  pix dans le plan focal de IRDIS (Figure 3.33). Un déplacement du faisceau de  $1.8 \mu\text{m}$  dans le plan focal de IRDIS (F/37.9) correspond à un déplacement de  $1.9 \mu\text{m}$  dans le plan du coronographe (F/40). La distance entre le DTTS-BS et le coronographe vaut :

$$d_{\text{DTTS-BS} \rightarrow \text{corono}} = 186.31 \text{ mm} \quad (3.18)$$



TAB. 3.12 – Spécifications sur les surfaces critiques pour la distorsion locale

Surface	Qualité spécifiée	Diamètre surface (mm)	Erreur front d'onde (nm)	Diamètre faisceau (mm)
DTTS-BS	$\lambda/140$ RMS <sup>a</sup>	40	10.9 nm RMS	4.66
Coronographe	$\lambda/10$ PtV <sup>b</sup>	20	63.3 nm PtV	0.15
<i>IR Lens 3</i>	$\lambda/80$ RMS <sup>a</sup>	52	19.1 nm RMS	9.5
Filtres DBI	2 nm RMS <sup>c</sup>	20	2.0 nm RMS	6.3

<sup>a</sup> à  $\lambda = 1.53 \mu\text{m}$

<sup>b</sup> à  $\lambda = 633 \text{ nm}$ , sur la surface complète du coronographe

<sup>c</sup> sur des zones de 10 mm de diamètre

donc pour produire un déplacement de  $1.9 \mu\text{m}$ , le faisceau doit être tilté de :

$$\theta_{\text{DTTS-BS}} = \frac{1.9 \mu\text{m}}{186.31 \text{ mm}} = 2.1'' \quad (3.19)$$

dans le plan du DTTS-BS, ce qui correspondrait à des défauts de surface de :

$$\delta_{\text{DTTS-BS}} = \phi_{\text{DTTS-BS}} \cdot \theta_{\text{DTTS-BS}} = 47.5 \text{ nm} \quad (3.20)$$

où  $\phi_{\text{DTTS-BS}} = 4.655 \text{ mm}$  est le diamètre du faisceau sur le DTTS-BS.

Par un effet de levier entre les différentes surfaces optiques du système, la valeur des défauts nécessaire pour induire un déplacement du faisceau de  $1.8 \mu\text{m}$  dans le plan focal de IRDIS est la même pour les 4 surfaces concernées, mais sur des diamètres différents. La valeur  $\delta = 47.5 \text{ nm}$  est donc à comparer à la qualité de surface qui a été spécifiée pour les éléments optiques. Ces valeurs sont reportées dans le Tableau 3.12.

On voit que pour le DTTS-BS, la lentille *IR Lens 3* et les filtres DBI l'erreur de front d'onde résultant de la qualité de surface spécifiée est largement au-dessous de  $47.5 \text{ nm}$ . Pour le coronographe, l'erreur de front d'onde résultant de la qualité de surface est légèrement supérieure à  $47.5 \text{ nm}$ , mais la qualité de surface a été spécifiée sur la totalité du substrat (20 mm), alors que le faisceau a une taille de 0.15 mm sur le coronographe. Localement la qualité de surface est donc bien meilleure. Pour les 4 surfaces on a donc bien des qualités de surface entraînant une distorsion locale plus faible que  $1.8 \mu\text{m}$ . Celle-ci ne devrait donc pas limiter les performances.

### Description de la procédure de calibration de la distorsion globale

La procédure que j'ai développée pour la calibration de la distorsion présuppose une connaissance précise (de l'ordre du  $\mu\text{m}$ ) de la position des trous les uns par rapport aux autres sur la grille de calibration. La connaissance de la position absolue des trous sur la grille n'est par contre pas nécessaire. Le principe de base est de trouver le point central et de déduire la position de tous les autres à partir de celle-ci. Connaissant la position relative des trous on va pouvoir en déduire la distorsion dans l'image. Les étapes détaillées sont :

- ◇ Pour chaque champ de IRDIS :
  - ◇ Trouver la frontière du carré contenant tous les points
  - ◇ Déterminer approximativement le centre du carré
  - ◇ Extraire une sous-image de taille  $10 \times 10$  pixels contenant le point source central



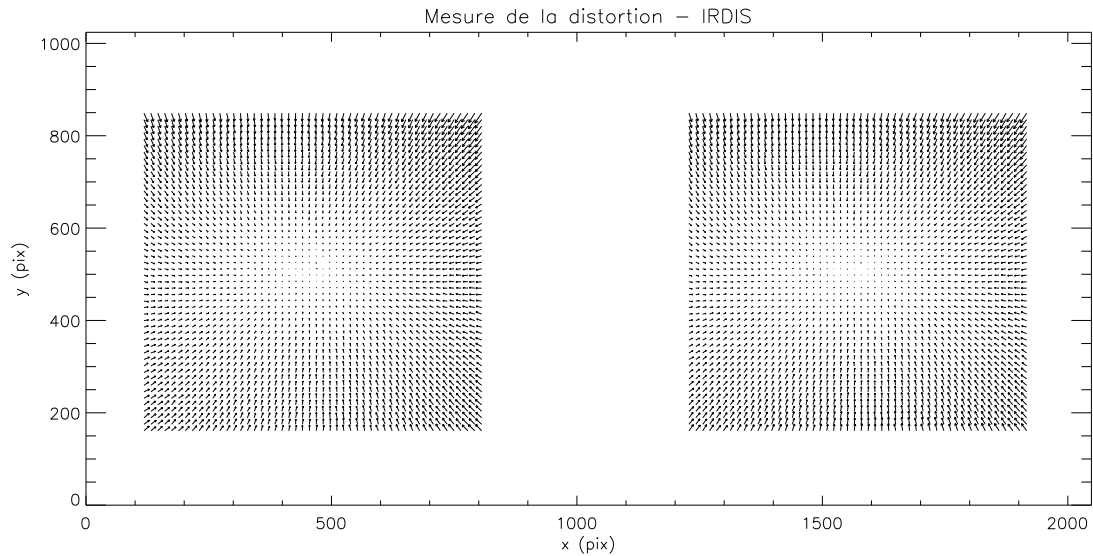


FIG. 3.34 – Illustration de la distorsion dans les champs de IRDIS mesurée à partir de la grille de calibration simulée à  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ . Le point de départ des flèches indique la position théorique des points de la grille de calibration, et l'extrémité fléchée la position mesurée sur l'image des points.

- ◇ Ajuster une fonction gaussienne sur ce point source pour déterminer son centre précisément
- ◇ Construire une liste des positions théoriques de tous les autres points relativement au point central
- ◇ Pour chaque position théorique :
  - ◇ Extraire une sous-image de taille  $10 \times 10$  pixels autour de la position théorique
  - ◇ Ajuster une fonction gaussienne sur le point source contenu dans la sous-image pour déterminer son centre précisément
  - ◇ Comparer la position mesurée à la position théorique pour calculer la distorsion en ce point
- ◇ Ajuster une fonction polynomiale sur la distorsion mesurée en tous les points source

L'implémentation de cette procédure ne présente pas de difficulté particulière hormis la détermination initiale de la position du point central. Cette étape est effectuée en trouvant la frontière du carré contenant tous les points source grâce à une opération de morphomathématique (voir par exemple [Lingrand 2004](#)). Après seuillage de l'image de la grille de calibration de manière à conserver au moins un pixel au-dessus du seuil pour chaque point source, on fait subir à l'image seuillée une dilatation puis une érosion par un élément structurant carré de côté égal à l'espace entre 2 points sources (en pixel dans le plan focal de IRDIS). L'image résultante contient 2 carrés délimitant l'ensemble des points sources dont il est alors facile de déterminer le centre.

## Résultats

La mesure de la distorsion est donnée en fin de procédure par une erreur de position en  $(x_i, y_i)$  sur chaque point source  $i$ . Il est alors possible de tracer la valeur de la distorsion en chaque point (Figure 3.34). On remarque immédiatement une distorsion en barillet dans les deux champs. La distorsion globale au bord du champ atteint au maximum 2.5 pix, soit  $45.0 \mu\text{m}$ . Aucune distorsion locale n'a été incluse dans le modèle ZEMAX, mais on s'attend à ce qu'elle soit négligeable

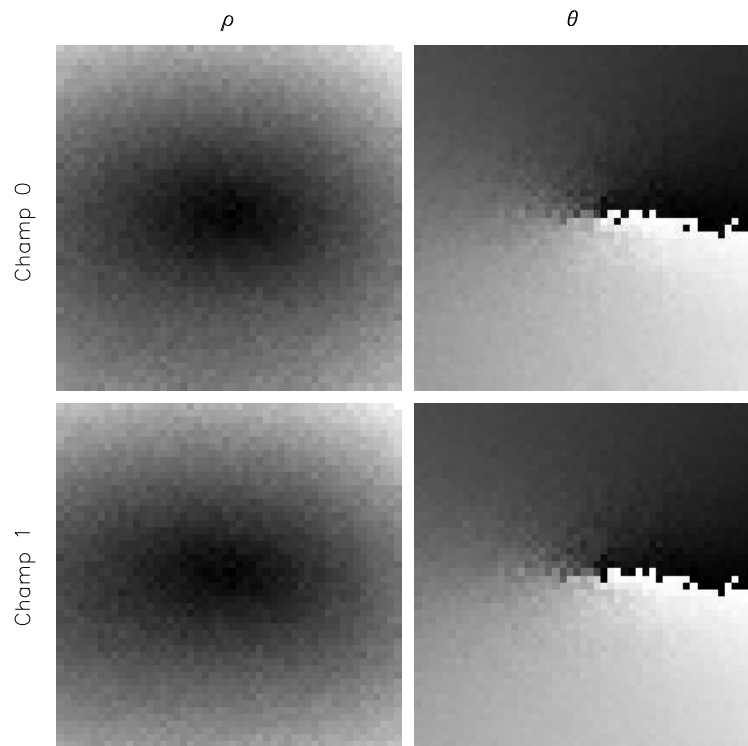


FIG. 3.35 – Décomposition de la distorsion mesurée sur les deux champs de IRDIS en une composante radiale  $\rho$  et une composante angulaire  $\theta$ . Pour la composante radiale, le noir correspond à une distorsion nulle, et le blanc à 2.55 pix. Pour la composante angulaire le noir correspond à un angle de  $-\pi$  et le blanc à un angle de  $+\pi$ .

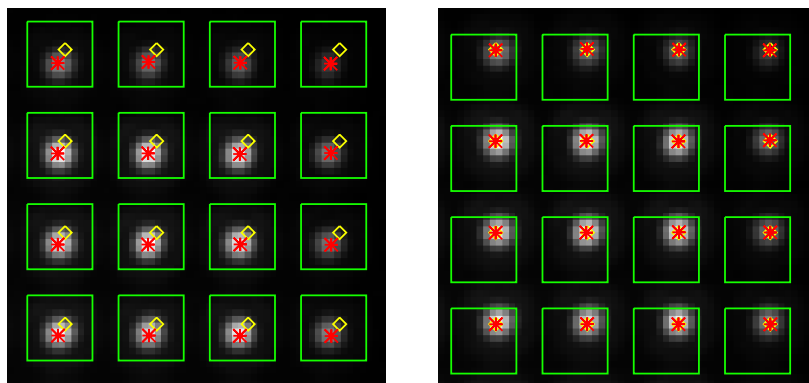


FIG. 3.36 – Coin supérieur droit de l'un des champs de IRDIS avant (gauche) et après (droite) correction de la distorsion à  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ . Le carré vert correspond à la taille de la sous-image dans laquelle est effectuée l'analyse, le losange jaune à la position théorique du point source et l'étoile rouge à sa position effectivement mesurée sur l'image.

comme nous l'avons vu plus haut. On peut décomposer la mesure de la distorsion en une composante radiale et une composante angulaire comme illustré sur la Figure 3.35. Cette décomposition présente les caractéristiques classiques de la distorsion optique : une dépendance radiale forte, et peu (ou pas) de composante angulaire.

Un polynôme impaire de degré 3 peut donc ensuite être ajusté sur cette mesure afin d'obtenir

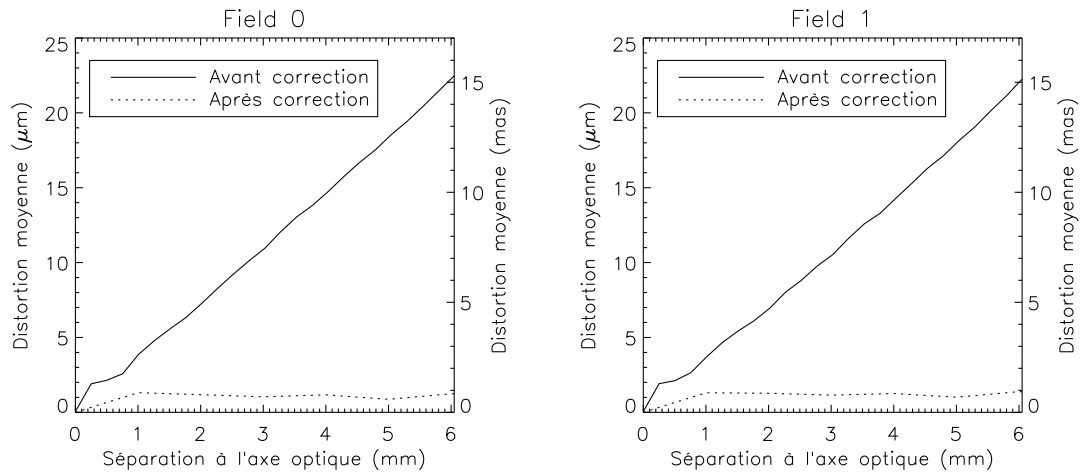


FIG. 3.37 – Comparaison de la distorsion moyenne des champs de IRDIS en fonction de la séparation à l'axe optique avant et après correction de la distorsion sur les images simulée à  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ .

une expression analytique de la distorsion. Pour cette opération, la fonction *polywarp* de IDL a été utilisée. Éventuellement, après détermination de la distorsion il est possible de la corriger avec la fonction *poly\_2D*. La Figure 3.36 illustre le coin supérieur droit de l'un des champs de IRDIS avant et après correction de la distorsion. Avant la correction, le centre théorique et le centre mesuré sont différents, alors qu'après correction ces deux points coïncident à nouveau. Après soustraction de ce modèle polynomial de la distorsion, une éventuelle distorsion locale pourrait alors être mesurée.

Pour finir, on peut mesurer la distorsion résiduelle après correction de la distorsion globale, et constater l'amélioration par rapport à l'image de départ. La Figure 3.37 présente une comparaison de la distorsion dans les champs de IRDIS en fonction de la séparation à l'axe optique avant et après correction. On passe d'une distorsion moyenne de  $\sim 22 \mu\text{m}$  (1.2 pix) en bord de champ à une distorsion moyenne résiduelle de  $\sim 1 \mu\text{m}$  (0.7 mas) après correction.

### Impact sur les performances

Le principal impact de la mesure et de la correction de la distorsion va se mesurer sur les capacités de mesure du mouvement d'une éventuelle planète sur son orbite entre 2 observations avec SPHERE. Le Tableau 3.13 donne le déplacement angulaire de planètes à différentes séparations orbitales pour des systèmes situés à 10 et 50 pc. Même pour un système planétaire à 50 pc, le déplacement d'une planète orbitant à 100 UA de son étoile est de  $\sim 1$  mas en 1 an. On se trouve alors à la limite de la précision de calibration de la distorsion. Pour les planètes moins éloignées de leur étoile ou pour des bases de temps plus longues, les valeurs de déplacement sont plus élevées. On peut donc en conclure que la calibration de la distorsion à une précision de l'ordre de 1 mas est adaptée aux besoins astrométriques pour des systèmes situés jusqu'à 50 pc et des planètes jusqu'à  $\sim 100$  UA de leur étoile sur une durée de 1 an. Pour les systèmes situés proche de ces valeurs limites ou au-delà, il sera nécessaire de choisir une plus longue base de temps afin d'obtenir une mesure de déplacement précise.

### 3.6.3 Influence des grandes structures du *flat field* et du fond thermique

Les défauts de calibration ont un impact direct sur les performances d'un instrument, en particulier pour un instrument comme SPHERE qui cherche à détecter le signal extrêmement faible

TAB. 3.13 – Déplacement de planètes à différentes séparations orbitales

Distance (pc)	Sep. orbitale (UA)	Déplacement en			
		1 an (mas)	2 ans (mas)	3 ans (mas)	4 ans (mas)
10	5	27.7	53.3	74.7	90.2
	10	19.8	39.5	58.7	77.4
	25	12.6	25.1	37.7	50.2
	50	8.9	17.8	26.7	35.5
	75	7.3	14.5	21.8	29.0
	100	6.3	12.6	18.9	25.1
50	5	5.5	10.7	14.9	18.0
	10	4.0	7.9	11.7	15.5
	25	2.5	5.0	7.5	10.0
	50	1.8	3.6	5.3	7.1
	75	1.5	2.9	4.4	5.8
	100	1.3	2.5	3.8	5.0

de planètes extrasolaires. Parmi les calibrations nécessaires pour IRDIS, j’ai étudié l’impact des erreurs sur la mesure des grandes structures dans la calibration du *flat field* et du fond thermique. Ces grandes structures qui peuvent exister les images de calibration ne sont pas uniformes, il existe du vignetage dans l’instrument qui va se répercuter sur le *flat field*, et il arrive fréquemment que le fond du ciel ne soit pas uniforme dans le champ. J’ai donc étudié l’influence sur les limites de détection d’une erreur sur l’estimation de ces grandes structures.

### Détails de la simulation

Dans la mesure où on souhaite mesurer l’influence des erreurs sur la calibration, il est nécessaire de simuler ces calibration. L’influence des erreurs de calibration a été étudiée dans un cas de fort flux du cas de test d’analyse des données : une étoile de type G0 à 10 pc. On a procédé de la manière suivante :

1. un *flat field* et un fond thermique “vrais” sont calculés. On a supposé un *flat field* parfait égal à 1.0 pour tous les pixels de l’images. On s’affranchit ainsi du bruit haute fréquence qui varie d’un pixel à l’autre. Le fond thermique est simulé par un nombre constant de phot pix<sup>-1</sup> sec<sup>-1</sup> dans chaque filtre DBI calculé à partir du rayonnement du ciel et de l’instrument (Tableau 3.2).
2. un *flat field* et un fond thermique “mesurés” sont calculés à partir des “vrais” en laissant des grandes structures d’amplitude fixée.
3. Puis chaque image du cube de données a été traitée par :
  - (a) ajout du fond thermique “vrai”.
  - (b) multiplication par le *flat field* “vrai”.
  - (c) ajout des bruits de détection (RON, bruit de photon, bruit de *flat field* haute fréquence).
  - (d) division par le *flat field* “mesuré”.
  - (e) soustraction du fond thermique “mesuré”.
4. les méthodes d’analyse des données sont ensuite appliquées sur ce cube de données.

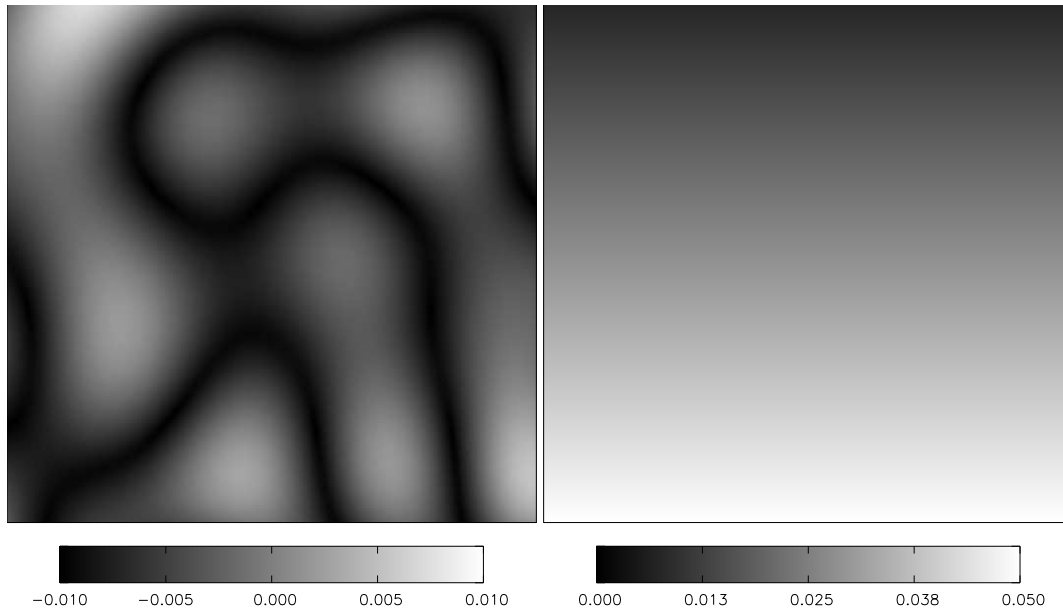


FIG. 3.38 – *Gauche* : Exemple de large structure de taille caractéristique 100 pix introduite comme erreur dans le *flat field* “mesurés” avec une erreur de  $\pm 1\%$ . *Droite* : Illustration du gradient introduit comme erreur dans le fond thermique “mesuré” avec une erreur de 5%.

5. les limites de détection sont estimées et comparées au cas sans erreur sur le *flat field* et le fond thermique.

Dans l'étape 3c, le bruit haute fréquence du *flat field* est ajouté car il sera nécessairement présent et n'est pas corrélé aux larges structures éventuellement présentes.

Pour le *flat field*, la simulation a été réalisée avec des structures de taille caractéristique 20, 50, 100, 200, 300 et 400 pix, et avec des erreurs d'amplitude entre 0 et 1%. Un exemple de structure est illustré sur la Figure 3.38 à gauche. Pour le fond thermique, on s'attend plutôt à observer un gradient dû au rayonnement du ciel qui n'est pas uniforme, c'est-à-dire une augmentation plus ou moins linéaire d'un côté à l'autre du champ. De plus on s'attend à une évolution temporelle du rayonnement de l'instrument avec la température. La simulation a donc été effectuée en introduisant un gradient sur le fond thermique, d'amplitude entre 0 et 1% de la valeur du fond et en prenant en compte une évolution de la température entre  $10^\circ$  Celsius et  $9.3^\circ$  Celsius au cours de la pose (valeurs provenant du cas de test), ce qui se traduit par une variation de  $\sim 8\%$  du flux thermique. La Figure 3.38 à droite illustre l'aspect du gradient. Afin de découpler les effets, les simulations pour les erreurs sur le *flat field* et les erreurs sur le fond thermique ont été réalisées indépendamment.

Les limites de détection à  $5\text{-}\sigma$  ont été estimées sur les données et comparées au cas parfait où aucune erreur n'a été introduite sur le *flat field* ou le fond thermique. Puisqu'on cherche à estimer l'impact de ces erreurs de calibration sur la recherche de planète, les limites de détection ont été estimées dans des zones de largeur caractéristique égale à  $\lambda/D$ , c'est-à-dire la taille de la PSF planétaire qu'on cherche à détecter. Et pour tenir compte de la possible variabilité de la limite de détection dans l'image en fonction des structures, les estimations ont été faites dans une vingtaine de zones puis moyennées.

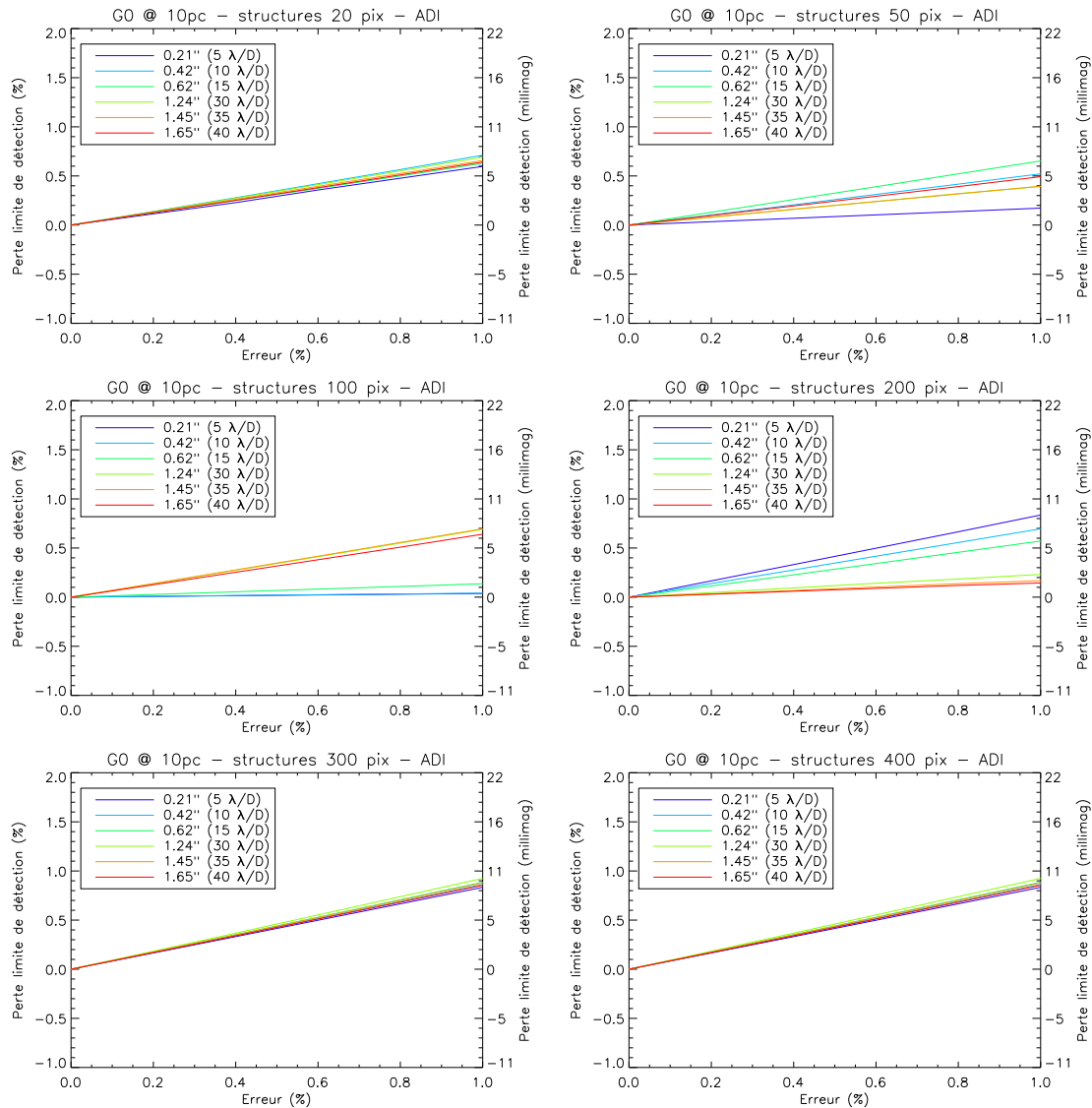


FIG. 3.39 – Influence d’erreurs sur la calibration des grandes structures du *flat field* pour différentes tailles caractéristiques de structures (20, 50, 100, 200, 300 et 400 pix), à différentes séparations angulaires (0.21", 0.42", 0.52", 1.24", 1.45" et 1.55"), avec la paire de filtres H2H3 et utilisation de la méthode ADI. La photométrie correspond à 4 h d’intégration sur une étoile de type G0 à 10 pc.

### Influence d’une mauvaise estimation du *flat field*

Les Figures 3.39 et 3.40 montre la perte sur la limite de détection due à une erreur de calibration sur des grandes structures dans le *flat field* pour différentes tailles caractéristiques de structures et à des séparations angulaires croissantes après utilisation des méthodes d’analyse des données ADI et SDI+ADI. L’erreur maximale introduite vaut 1%, ce qui est la limite supérieure fixée dans le plan de calibration de IRDIS pour le *flat field*.

En ADI seul, l’effet d’une erreur sur le *flat field* est extrêmement faible pour toutes les séparations angulaires et toutes les tailles de structures : on constate dans presque tous les cas une perte sur la limite de détection de l’ordre de 0.01 mag au maximum pour une erreur de 1%. Le

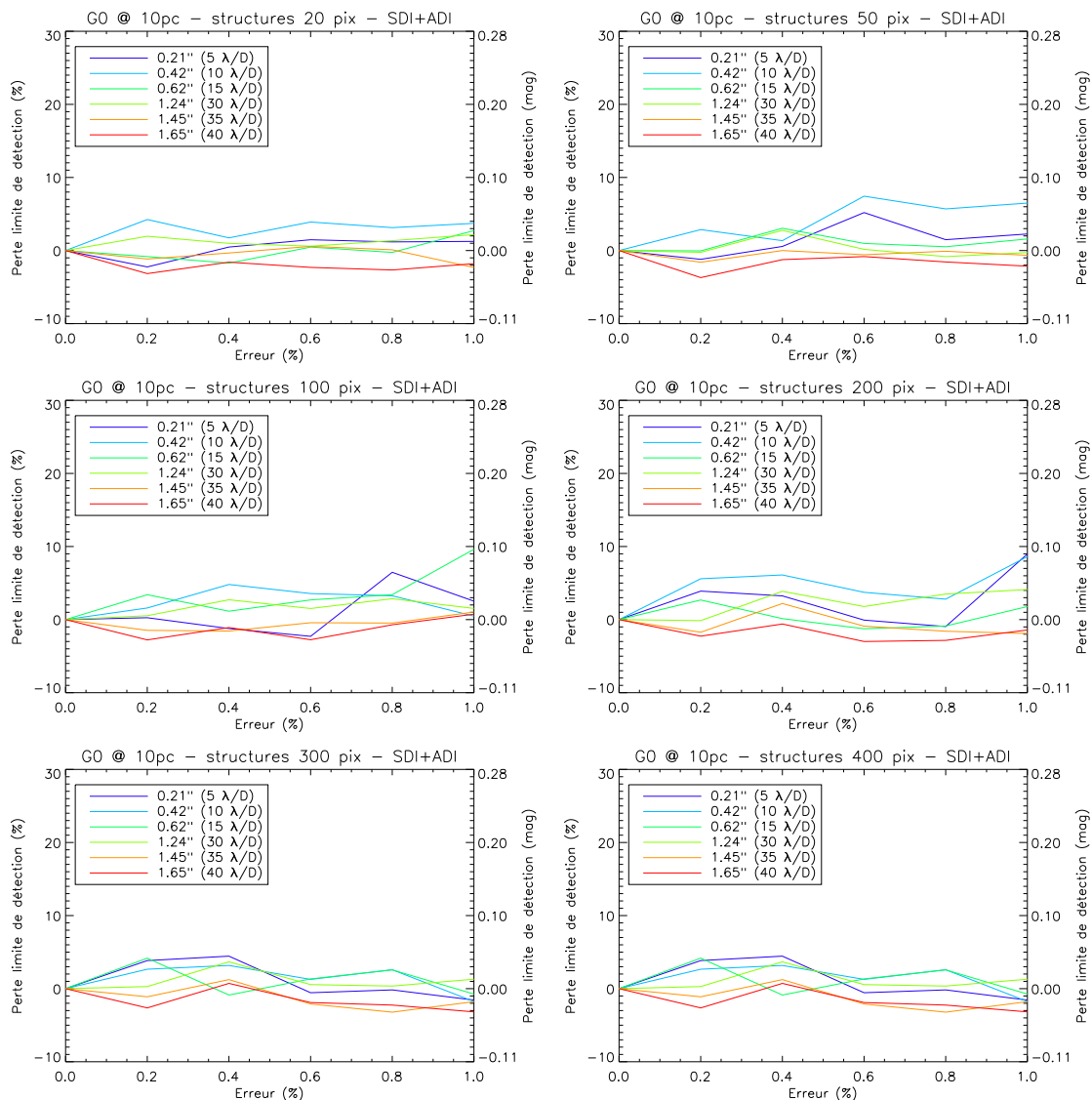


Fig. 3.40 – Influence d’erreurs sur la calibration des grandes structures du *flat field* pour différentes tailles caractéristiques de structures (20, 50, 100, 200, 300 et 400 pix), à différentes séparations angulaires (0.21'', 0.42'', 0.52'', 1.24'', 1.45'' et 1.55''), avec la paire de filtres H2H3 et utilisation de la méthode SDI+ADI. La photométrie correspond à 4 h d’intégration sur une étoile de type GO à 10 pc. **Remarque importante :** l’échelle est différente de celle de la Figure 3.39.

faible impact des erreurs de *flat field* en ADI seul résulte de l’effet de moyenne des erreurs induit par la rotation du champ. En effet, à la fin de la méthode ADI le champ de toutes les images est réaligné (Équation 3.7) ce qui a pour effet de moyenniser les éventuelles erreurs sur le *flat field*. Bien que pour chaque séparation angulaire le nombre d’images utilisées dans la méthode ADI diffère, le résultat sur la perte de limite de détection devient quasiment identique à partir d’une dizaine d’images utilisées. Cet effet avait déjà été évoqué par [Marois et al. \(2006\)](#), mais il n’avait pas été quantifié précisément en terme de limite de détection. On peut donc considérer qu’en ADI seul, la valeur de 1% d’erreur fixée dans le plan de calibration de IRDIS est largement suffisante pour assurer une performance optimale en détection.

En SDI+ADI on trouve un effet plus prononcé qu’en ADI seul, mais globalement l’impact

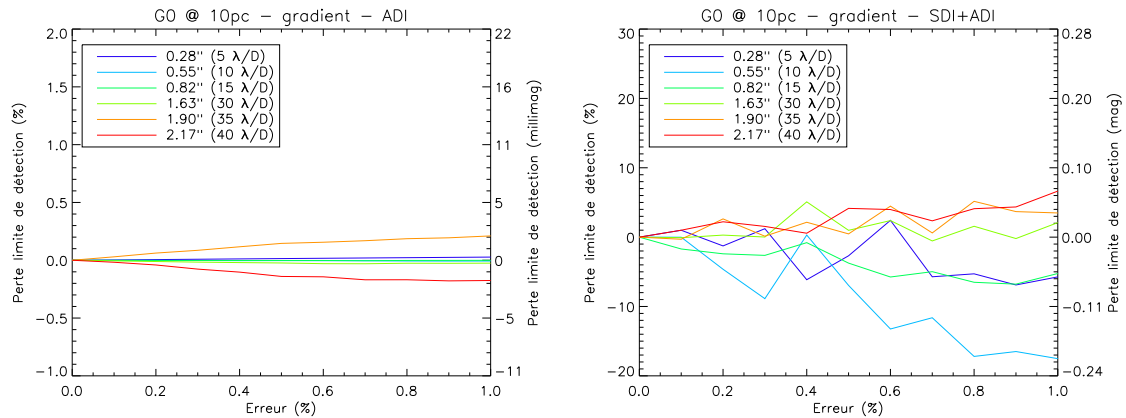


FIG. 3.41 – Influence d’erreurs sur la calibration d’un gradient sur le fond thermique à différentes séparations angulaires (0.21'', 0.42'', 0.52'', 1.24'', 1.45'' et 1.55''), avec la paire de filtres K1K2 et utilisation des méthodes ADI (gauche) et SDI+ADI (droite). La photométrie correspond à 4 h d’intégration sur une étoile de type G0 à 10 pc. **Remarque importante :** l’échelle est différente sur les deux graphiques.

d’une erreur de 1% reste faible avec des pertes en limite de détection atteignant au maximum 0.1 mag. Contrairement au cas en ADI seul, les courbes ne semblent pas vraiment continues et oscillent autour de zéro. Cet effet est induit par l’utilisation de l’ADI sur des données déjà traitée par le SDI pour lequel l’influence des erreurs sur les grandes structures est plus importante du fait de l’absence d’effet de moyenne. La taille des structures ne semble pas avoir d’influence particulière sur le résultat. On en déduit que là encore on peut tolérer une erreur de 1% sur les grandes structures du *flat field* sans subir de perte majeure sur la limite de détection en SDI+ADI.

### Influence d’une mauvaise estimation du fond thermique

De manière similaire au *flat field*, l’influence d’erreurs sur l’estimation du fond thermique peut être étudiée. Dans le cas du fond thermique, il s’agit plutôt d’une mauvaise estimation d’un gradient, car *a priori* il n’existera pas de structures du type de celles utilisées dans le *flat field*. La Figure 3.41 présente les résultats de cette simulation pour les méthodes ADI et SDI+ADI.

En ADI comme précédemment on constate un effet très faible en raison d’une part de l’effet de moyenne, et d’autre part grâce à la première étape de la méthode ADI dans laquelle la médiane du cube d’image complet est soustraite à chacune des images (Équation 3.5). Comme on se trouve ici dans un cas d’étoile brillante non-limitée par le bruit de photon dans les images avant traitement, la médiane du cube d’image va contenir l’erreur moyenne faite sur le gradient, et lors de la soustraction de la médiane à chaque image, l’erreur sur le gradient va disparaître presque complètement, n’induisant donc pas de perte sur la limite de détection. Sans évolution temporelle du fond thermique, l’effet serait strictement nul. En SDI+ADI, l’effet est plus important, puisqu’à grande séparation on constate une perte de  $\sim 0.1$  mag sur la limite de détection pour 1% d’erreur. Cependant une fois encore les courbes sont très bruitées ce qui empêche de tirer une conclusion totalement univoque. On peut cependant rappeler que l’effet du fond thermique sera prépondérant à grande séparation angulaire de l’étoile là où le flux du halo de l’étoile va devenir comparable ou inférieur à celui du fond. Or d’après notre simulation l’impact d’une erreur de 1% à une séparation de 2'' reste inférieur à 0.1 mag.

D’après ces simulations on peut donc considérer qu’une erreur de 1% sur la valeur d’un gra-



dient sur le fond thermique est acceptable puisqu'elle entraîne au maximum une perte de 0.1 mag en SDI+ADI, et elle n'a pas d'effet significatifs sur les résultats en ADI seul. 1% d'erreur sur l'estimation du fond thermique peut en théorie être atteint en mesurant le fond thermique à partir des données, sans nécessairement utiliser une calibration spécifique. En effet pour une pose de 100 s, le nombre de photons du fond thermique en K est de l'ordre de 10 000 à 20 000, ce qui doit permettre en théorie d'atteindre une erreur de 0.7 à 1%.

### Conclusion sur l'influence des grandes structures

La simulation que j'ai effectuée pour étudier l'impact d'erreurs sur les grandes structures dans le *flat field* et le fond thermique semble donc montrer que des erreurs de l'ordre du pourcent sont acceptables. Dans le cas de l'ADI, l'effet est pratiquement négligeable ( $\sim 0.01$  mag) aussi bien pour le *flat field* que pour le fond thermique grâce à l'effet de moyenne induit par la dérotation du champ. En SDI+ADI l'effet semble plus important, la perte sur la limite de détection pouvant atteindre  $\sim 0.1$  mag pour des erreurs de 1% sur le *flat field*. Pour le fond thermique, on observe un effet inférieur à 0.1 mag à grande séparation ( $> 1.5''$ ) là où on s'attend à ce que l'effet du fond thermique soit prépondérant en faible flux.

### 3.6.4 Conclusion sur les calibrations

Dans cette section j'ai montré que la détermination du centre de rotation du champ par l'application d'un mode gaufre sur le DM ne va pas avoir d'impact majeur sur la détection ni sur la caractérisation compte tenu de l'erreur résiduelle très faible (quelques centièmes de pixel). De plus, la calibration de la distorsion optique avec la méthode que j'ai développée doit permettre d'atteindre une distorsion résiduelle de l'ordre de 1 mas, ce qui ne devrait pas pénaliser les capacités en astrométrie de SPHERE pour l'étude des caractéristiques orbitales des planètes détectées dans la limite de systèmes à 50 pc et de planètes orbitant à moins de 100 UA sur des durées d'une année ou plus. Enfin, l'impact d'erreurs sur l'estimation des grandes structures du *flat field* et du fond thermique ne semble pas critique dans la limite de 1% d'erreur, que ce soit en ADI ou en SDI+ADI.

## 3.7 Conclusion sur la détection et la caractérisation d'exoplanètes par imagerie

Dans ce chapitre j'ai présenté le travail que j'ai effectué sur le principal mode de fonctionnement de IRDIS qui sera utilisé pour la détection et la caractérisation des exoplanètes par imagerie. Les points essentiels de mon travail sont les suivants :

- Sur la base des données de modélisation initiées par David Mouillet (LAOG), Anthony Boccaletti (LESIA) et Marcel Carillet (Laboratoire Fizeau) j'ai simulé un cas de test réaliste dans les paires de filtres Y2Y3, J2J3, H2H3 et K1K2 de IRDIS pour des étoiles de magnitudes variées et des modèles d'atmosphères de planètes de  $T_{eff}$  comprise entre 500 K et 2500 K, donnant accès à une large gamme de contrastes et de régimes de bruit.
- J'ai testé trois méthodes d'analyse (SDI, ADI et SDI+ADI) sur les données simulées afin d'estimer leurs limites de détection, et j'ai vérifié que les planètes introduites dans le cas

de test sont bien détectées aux niveaux attendus.

- J’ai étudié l’influence du temps de pose en bande H sur les limites de détection, ce qui m’a permis de conclure qu’on obtient une amélioration importante jusqu’à 3 h de pose.
- J’ai étudié quelles paires de filtres sont *a priori* plus significatives que les autres pour la détection utilisant le SDI, ce qui m’a permis d’écarter les paires J3J4 et H1H2.
- J’ai étudié les performances idéales en photométrie d’ouverture en fonction du contraste sur les données traitées avec les méthodes ADI et SDI+ADI ce qui m’a permis :
  - de montrer qu’en ADI on peut espérer atteindre une précision photométrique inférieure à 0.2 mag pour des contrastes de 10 à 11 mag entre 0.2'' et la limite de correction de l’OA, et jusqu’à ~15 mag à 2.0''.
  - de montrer que en SDI+ADI on améliore la précision photométrique de l’ADI de 1.5 à 3 mag à presque toutes les longueurs d’onde.
  - d’établir des courbes d’erreur empiriques pour les différentes paires de filtres de IRDIS.
- À partir des performances photométriques empiriques, j’ai estimé de manière systématique les capacités de caractérisation de IRDIS en imagerie, ce qui m’a permis :
  - de définir des priorités sur les paires de filtres pour la caractérisation. Si on utilise par défaut la paire H2H3 pour la détection, les paires Y2Y3 et J2J3 semblent plus performantes pour la caractérisation que les paires H3H4 et K1K2.
  - de montrer que l’utilisation de 2 ou 3 paires de filtres permet de bien contraindre les modèles dans toutes les gammes de magnitude et de séparation angulaire, et ainsi de permettre la caractérisation de planètes de  $\sim 1 M_{\text{Jup}}$  dans des systèmes jeunes (10 Ma) à 0.2'' en faible flux, mais seulement à partir de 1.0'' en fort flux.
  - de montrer que les caractérisations non-univoques sont majoritairement dues à une dégénérescence sur la mesure du paramètre  $\log g$ .
  - que les étoiles de fond qui peuvent contaminer le champ peuvent être facilement confondues avec des planètes froides (jusqu’à 350 K), en particulier à très grand contraste où les niveaux d’erreur photométrique sont grands.
- J’ai simulé l’ajout d’un mode gaufre artificiel sur le miroir déformable du système d’OA pour déterminer le centre de l’étoile, et j’ai montré qu’avec la précision de quelques centièmes de pixels qu’elle devrait permettre d’obtenir, l’impact sur les performances en détection et en caractérisation est minimal.
- J’ai développé et simulé une méthode de calibration de la distorsion avec la grille de calibration prévue pour SPHERE, et j’ai montré qu’avec la distorsion résiduelle de  $\sim 1$  mas qu’elle permet d’obtenir la détermination des paramètres orbitaux des planètes découvertes ne devrait pas être limitée sur une base de temps de 1 an pour des systèmes à moins de 50 pc.
- J’ai étudié l’influence d’erreurs jusqu’à 1% sur la calibration des grandes structures dans le *flat field* et le fond thermique, et j’ai montré qu’en ADI l’impact est négligeable et qu’en SDI+ADI l’effet est plus important mais reste acceptable puisque les pertes sur les limites de détection restent inférieures à 0.1 mag.



## Chapitre 4

# Caractérisation des exoplanètes par spectroscopie

Contrairement aux méthodes d'imageries décrites dans le chapitre précédent qui ne permettent d'obtenir qu'une information spectrale limitée, la spectroscopie longue fente permet en principe d'obtenir une information sur une large gamme spectrale. SPHERE dispose de deux spectrographes. Le premier est un spectrographe à intégrale de champ (IFS pour *Integral Field Spectrograph*) fonctionnant dans les bandes Y, J et H (Antichi et al. 2009). Cet IFS est optimisé pour le haut contraste à très faible séparation angulaire de l'étoile, et n'offre par conséquent qu'un champ de vue limité à  $1.77'' \times 1.77''$ . Le second est un spectrographe à longue fente (LSS pour *Long Slit Spectroscopy*) intégré à IRDIS qui offre deux configurations à faible ( $R \simeq 60$ , mode LRS) et moyenne ( $R \simeq 420$ , mode MRS) résolution avec une fente de longueur  $11''$ . Dans ce chapitre je vais présenter les résultats que j'ai obtenus en simulation sur les performances du mode LSS de IRDIS. En particulier je présenterai la méthode d'analyse des données que j'ai développé spécifiquement pour ce mode et les caractérisations qu'elle devrait permettre.

### 4.1 Simulation des données en LSS

#### 4.1.1 Présentation des simulations

Avant de rentrer dans les détails des simulation, il est important de signaler que les simulations effectuées dans ce chapitre ont été faites en supposant des résolutions optiques de  $R = 35$  et  $R = 400$  pour les modes LRS et MRS, ce qui est légèrement inférieure aux résolutions finalement retenues dans le concept optique de IRDIS. Ces différences sont supposées suffisamment faibles pour ne pas entraîner de différence majeure sur les performances.

De manière similaire au mode IRDIS-DBI, le mode LSS a fait l'objet de simulations détaillées avec CAOS, mais sans prise en compte des variations temporelles de *seeing* et des aberrations instrumentales pour des raisons de temps de calcul. La structure du code est identique aux simulations du mode DBI, avec une séparation de la partie diffractive et de la partie photométrique, en prenant en compte les spécificités d'un mode spectroscopique. Les modules AOC et COP de CAOS sont strictement identiques puisqu'ils produisent un front d'onde aberré correspondant au parcours de la lumière à travers l'atmosphère et le *Common Path* jusqu'au coronographe. Le module IRD prend alors le relais pour la simulation du coronographe et les aberrations en aval de celui-ci jusqu'au plan détecteur. Les différences de simulation par rapport au mode d'imagerie classique sont minimales, le principal changement se situant au niveau de la simulation du coronographe. En effet,

comme nous l'avons vu dans la Section 2.3.3, il s'agit d'un masque de Lyot simple superposé sur une fente de largeur plus ou moins grande située dans le même plan.

La seconde différence majeure de la simulation du mode LSS réside dans le nombre de longueurs d'onde simulées. Pour le mode DBI, seulement 2 longueurs d'ondes étaient simulées,  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$ , correspondant respectivement aux longueurs d'ondes centrales des deux filtres de chaque paire. En spectroscopie, un nombre beaucoup plus important de longueurs d'onde doit être utilisé.

Le mode LRS a une résolution optique de  $R = 35$ , ce qui correspond à une résolution "numérique" de  $R = 70$  car il faut deux pixels pour définir un élément de résolution spectral. Il faut donc une résolution spectrale  $\Delta\lambda = 13.57$  nm à  $\lambda = 950$  nm, ce qui donne 99 éléments de résolution pour couvrir les bandes Y à K si on travaille avec  $\Delta\lambda$  constant. En mode MRS on a une résolution de  $R = 400$  correspondant à une résolution spectrale  $\Delta\lambda = 1.188$  nm à  $\lambda = 950$  nm, ce qui donne 715 éléments de résolution pour couvrir les bandes Y à H. La Figure 2.5 donne la résolution optique vraie du prisme et du grisme qui seront utilisés dans IRDIS pour les modes LRS et MRS. La simulation a été effectuée à  $\Delta\lambda$  constant, ce qui est différent de la réalité où on va se trouver dans un cas intermédiaire entre  $\Delta\lambda$  et  $R$  constant. En pratique, cela aura pour effet de faire varier l'intervalle spectral par pixel, mais le nombre total d'éléments de résolution va rester environ égal à celui simulé.

Le code diffractif a donc été utilisé pour produire des cubes de données de 99 images de la fente dans le plan détecteur en mode LRS, et 715 images de la fente en mode MRS. Cependant, afin de produire des images représentatives, pour chaque image une centaine d'écrans de phase atmosphérique filtrée par l'OA ont été moyennés afin de produire un halo stellaire réaliste. De plus, les aberrations statiques de l'instrument ont également été introduites sous forme d'écrans de phase. Nous avons ainsi obtenu 3 cubes de données différents en LRS et 2 cubes en MRS. Enfin, pour tenir compte de la variation de performance du système d'OA avec la magnitude, les données ont été générées en supposant pour le module AOC des étoiles de magnitudes  $V = 4$  et  $V = 8$  en LRS, mais seulement  $V = 8$  en MRS. A chaque itération, et pour chaque longueur d'onde, le code diffractif produit également 3 PSF planétaires dans la fente correspondant à des séparations de  $0.5''$ ,  $1.0''$ ,  $1.5''$ . Le code diffractif a donc produit en tout  $\sim 180\,000$  images de la fente et  $\sim 550\,000$  PSFs planétaires hors-axe, ce qui a nécessité en tout environ 100 jours de calculs sur un serveur biprocesseur à 2.0 GHz.

Le code diffractif ne requiert pas de changement particulier pour générer des données en DBI ou en LSS. Seuls les paramètres de la simulation, tels que le masque coronographique et le nombre de longueurs d'onde change. Par contre j'ai développé un code photométrique spécifique. Ce code effectue trois opérations majeures :

1. appliquer la photométrie stellaire sur les images de la fente et la photométrie planétaire sur les PSF hors-axe
2. créer le spectre à partir des images de la fente aux différentes longueurs d'onde
3. ajouter le fond thermique du ciel, de l'instrument et les bruits de détection

La première étape s'effectue de manière identique à celle décrite pour le mode DBI dans la Section 3.1.3. Pour chaque image de la fente  $I_{\lambda_i}$  à la longueur d'onde  $\lambda_i$ , on utilise la formule suivante :

$$I_{\lambda_i}^{norm} = \frac{I_{\lambda_i}}{\sum_{x,y} I(x,y)} F_{\lambda_i} S_{Tel} T_{\lambda_0} t_{pose} \quad (4.1)$$



FIG. 4.1 – Exemple de spectres simulés en LRS (gauche) et MRS (droit) correspondant à une étoile M0 à 10 pc et une planète avec  $T_{eff} = 1000$  K à une séparation angulaire de  $1.0''$ . Les speckles stellaires forment des lignes obliques dans l'image, alors que la planète forme une ligne horizontale brillante dans la partie supérieure de l'image. Les lignes sombres verticales correspondent à l'absorption atmosphérique terrestre. Le spectre LRS couvre une étendue spectrale de  $0.95$  à  $2.3 \mu\text{m}$ , et le spectre MRS de  $0.95$  à  $1.8 \mu\text{m}$ . Pour plus de clarté l'échelle de visualisation est une fonction de puissance  $0.5$ .

où  $I$  est la PSF planétaire la plus éloignée de l'axe qui sert de PSF non-coronographiée de référence,  $F_{\lambda_i}$  est le flux de l'étoile à la longueur d'onde  $\lambda_i$ ,  $S_{Tel}$  est la surface collectrice du télescope,  $T_{\lambda_0}$  est la transmission de l'atmosphère terrestre et de l'instrument jusqu'au détecteur à  $\lambda_i$  et  $t_{pose}$  est le temps d'intégration. De la même manière, chaque PSF planétaire hors-axe à chaque longueur d'onde est mise à l'échelle photométriquement pour représenter un modèle d'atmosphère planétaire.

La seconde étape utilise les images de la fente mise à l'échelle photométrique dans la première étape pour constituer le spectre. Les simulations du mode LSS ont été faites à  $\Delta\lambda$  constant, c'est à dire que chaque élément de résolution (pixel) dans le spectre simulé représente un même intervalle spectral. Pour former le spectre final, il faut donc additionner les  $N$  images de la fente aux longueurs d'onde  $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N$  en les décalant respectivement de  $0, 1, 2, \dots, N$  pixels dans la direction perpendiculaire à la fente pour simuler la dispersion spectrale. La Figure 4.1 montre deux exemples de spectres simulés en LRS et MRS correspondant à une étoile de type M0 à 10 pc et une planète de  $T_{eff} = 1000$  K à une séparation angulaire de  $1.0''$ . Les speckles stellaires quasi-statiques dont la position dans le champ dépend linéairement de la longueur d'onde forment des lignes obliques clairement visibles dans le spectre. Les lignes verticales sombres dans le spectre de l'étoile correspondent aux zones de forte absorption de l'atmosphère terrestre. La planète est un objet fixe dans le champ, donc sa position ne varie pas avec la longueur d'onde. Elle forme donc une ligne horizontale dans le spectre. Par contre la taille de la PSF planétaire dépend linéairement de la longueur d'onde, donc la largeur du spectre de la planète augmente aux plus grandes longueurs d'onde.

Finalement, la dernière étape de la modélisation consiste à ajouter au spectre la contribution du ciel et de l'instrument et du bruit. Le ciel a été modélisé par une émission constante au-dessous de  $2 \mu\text{m}$  et par un corps noir au-dessus (Lena 1988). Le spectre de brillance du ciel utilisé dans la simulation du cas de test est illustré Figure 4.2 à une résolution  $R \approx 1750$ . Le bruit fond thermique de l'instrument est fixé par les filtres très large bande utilisé pour le mode LSS qui laisse voir la fenêtre d'entrée au détecteur : en LRS le filtre très large bande couvre les bandes Y à K et en MRS les bandes Y à H. Le flux de l'instrument est intégré sur ces bandes, ce qui donne une valeur de

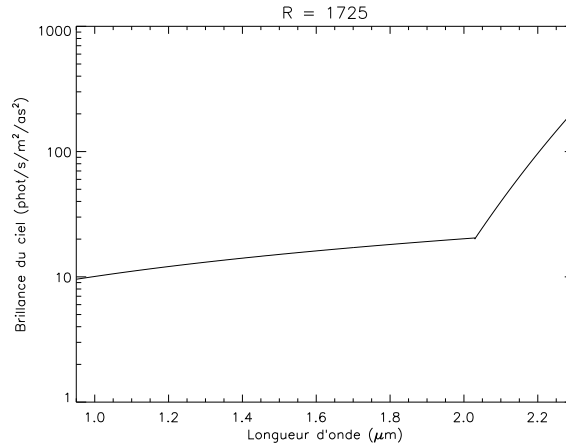


FIG. 4.2 – Spectre de brillance du ciel calculé pour Paranal à une résolution  $R \approx 1750$  sur le domaine de longueur d'onde couvert par IRDIS.

TAB. 4.1 – Modèles d'atmosphères planétaires utilisé dans la simulation du mode LSS

Modèle	$T_{eff}$ (K)	$\log g$ (dex)	Contraste <sup>a</sup> G0 (mag)	Contraste <sup>a</sup> M0 (mag)
COND	400	5.0	16.4	14.0
COND	500	5.0	15.0	12.6
COND	600	5.0	12.7	10.2
COND	700	5.0	12.6	10.2
SETTL	900	5.0	12.2	9.6
COND	1000	5.0	10.6	8.1
SETTL	1200	5.0	9.5	7.0
SETTL	1700	5.0	7.9	5.4
SETTL	2400	5.0	5.6	3.0
DUSTY	2500	5.0	6.2	3.8

<sup>a</sup> Le contraste est le rapport du flux de la planète sur le flux de l'étoile calculé sur les bandes J, H et K, puis converti en magnitude.

344 photon  $\text{pix}^{-1} \text{s}^{-1}$  en LRS et 2 photon  $\text{pix}^{-1} \text{s}^{-1}$  en MRS. Les bruit de photon, bruit de lecture ( $\sim 15 \text{ e}^-/\text{lecture}$ ) et bruit de *flat field* (0.1%) sont finalement ajoutés sur le spectre. On considère que le fond thermique et le ciel sont calibrés, donc leur valeur moyenne est soustraite, ne laissant que le bruit de photon induit par leur présence. De même, le bruit de *flat field* est ajouté sous forme d'une variance résiduelle.

#### 4.1.2 Présentation des cas de test

Pour les différentes études présentées dans la suite, nous avons généré des données mises à l'échelle en photométrie à partir des données brutes issues du code diffractif. La photométrie a été calculée pour des étoiles de types spectraux G0 et M0 à une distance de 10 pc, et pour les modèles d'atmosphère planétaire qui sont listés dans le Tableau 4.1 (avec le contraste en large bande par rapport aux deux étoiles). Ces étoiles ont été choisies car elle représentent des cas de fort flux ( $V = 4.4$  pour une G0 à 10 pc) et de faible flux ( $V = 8.8$  pour une M0 à 10 pc) qui correspondent donc à deux régimes de fonctionnement différent de l'OA, mais surtout à deux régimes de bruit

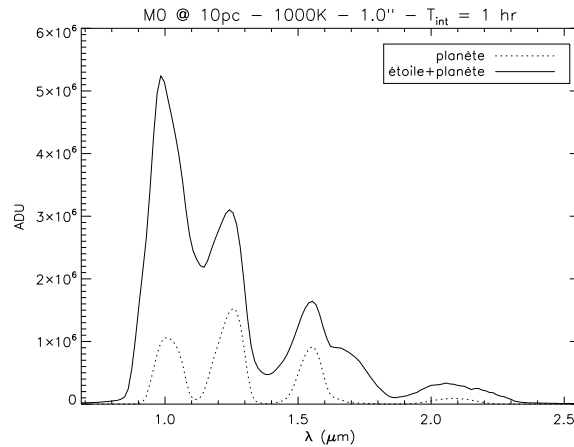


FIG. 4.3 – Exemple de spectres extraits illustrant la nécessité d'utiliser des méthodes spécifiques d'analyse des données pour la LSS en imagerie à haut contraste. Le spectre en trait plein est une coupe du spectre LRS de la Figure 4.1 au niveau de la position de la planète, et le spectre en pointillé est une coupe dans la même image lorsque l'étoile n'est pas présente.

très différents. Pour un *seeing* de  $0.85''$ , on peut s'attendre à des rapports de Strehl de l'ordre de  $\sim 85\%$  en bande H pour une étoile de magnitude  $V = 8.8$ , et de  $\sim 88\%$  pour une étoile de magnitude  $V = 4.4$ . Ces deux valeurs de Strehl sont donc proches, mais les niveaux de bruit par rapport au flux de l'étoile sont très différents du fait du *flat field* à petite séparation et du ciel à grande séparation. Dans toute la suite les cas faible flux et fort flux correspondent donc respectivement à une M0 à 10 pc et une G0 à 10 pc.

## 4.2 Analyse des données en LSS

Au terme du code de photométrie, on dispose de spectres en LRS ou MRS ayant une quantité de bruits représentant les caractéristiques de l'instrument. Il est alors nécessaire d'extraire le spectre de la planète. C'est une étape décisive comme le montre la Figure 4.3. Cette figure compare le spectre de la planète uniquement et de l'étoile plus la planète en LRS dans le cas de l'image de la Figure 4.1. On constate qu'il existe un écart significatif entre les deux, c'est à dire qu'on ne peut pas directement extraire le spectre de la planète à partir de l'image sans faire une erreur conséquente. En effet, le halo stellaire et les speckles quasi-statiques ont une contribution importante dans le spectre. Dans cette section je présente la méthode d'analyse des données en LSS que j'ai développée et qui a fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* (Vigan et al. 2008, Annexe B).

### 4.2.1 Présentation de la méthode d'analyse des données

Comme on l'a vu, la position et la taille des speckles dans le champ de vue dépendent linéairement de la longueur d'onde : lorsque que la longueur d'onde augmente, passant de  $\lambda_1$  à  $\lambda_2$ , un speckle verra sa FWHM et sa séparation angulaire à l'étoile multipliée par un facteur égal à  $\lambda_2/\lambda_1$ . En suivant l'axe spectral à une distance angulaire fixe de l'étoile, on observe donc une importante modulation de l'intensité lorsque les anneaux d'Airy et les speckles croisent cette position (voir Sparks & Ford 2002, Fig. 24). Le signal d'un compagnon planétaire faible sera par conséquent perdu dans la modulation causée par les speckles. Cependant la position d'un objet physique dans



le champ comme une planète ne varie pas avec la longueur d'onde. Cette propriété permet la détermination et la soustraction des résidus stellaires dont la position dépend de la longueur d'onde, permettant ainsi la détection d'objets faibles à proximité de l'étoile. C'est le principe de la méthode SDI décrite dans la Section 3.2.1.

Dans le cas de la spectroscopie longue fente, une infinité d'images de la fente à des longueurs d'onde différentes sont dispersées et superposées pour former un spectre comparable à celui de la Figure 4.1. Les speckles, dont la position dans la fente dépend linéairement de la longueur d'onde vont produire des lignes courbes dans le spectre dont la forme dépend de l'élément dispersif. Dans le cas d'un spectrographe à intervalle spectral constant (cas que nous avons simulé), les speckles vont suivre des droites obliques dont la pente dépend de la séparation à l'étoile. Dans un cas plus général où l'intervalle spectral dépend de la longueur d'onde  $\lambda$ , les speckles vont suivre une courbe dont la forme varie aussi en fonction de  $\lambda$ . De plus, les speckles vont voir leur taille augmenter aussi avec  $\lambda$ , ce qui va produire des lignes dont la largeur augmente. À l'inverse, un objet physique situé dans le champ à proximité de l'étoile va produire une ligne horizontale à une séparation angulaire constante de l'étoile. Seule sa FWHM augmentera en fonction de  $\lambda$ . Ma méthode d'analyse des données utilise ces propriétés opto-géométriques pour séparer le spectre de l'étoile de celui de la planète, comme proposé par [Thatte et al. \(2007\)](#) dans le cas de la spectroscopie intégrale de champ.

Dans les images représentant le spectre, chaque colonne de pixels correspond à un petit intervalle spectral  $\delta\lambda$  de quelques nanomètres, centré sur une longueur d'onde  $\lambda$ . Dans la suite nous supposons que la longueur d'onde de chaque colonne de pixel  $i$  dans le spectre est égale à la longueur d'onde centrale  $\lambda_i$ . Cela correspond à négliger la taille de l'intervalle spectral  $\delta\lambda_i$ . Cette approximation est valide tant que  $\Delta\lambda_i/\lambda_i \ll 1$ . C'est bien le cas dans le cadre de nos simulation en LRS et MRS puisque  $\delta\lambda_{\text{LRS}} = 13.57 \text{ nm}$  et  $\delta\lambda_{\text{MRS}} = 1.188 \text{ nm}$ , donc dans tous les cas on a  $\Delta\lambda_i/\lambda_i < 0.015$ .

La première étape est la correction de la dépendance spectrale des speckles en remettant à l'échelle spatialement chaque colonne de pixel  $i$  d'un facteur  $\alpha_i = \lambda_0/\lambda_i$ , où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde la plus courte dans le spectre. Le nombre de pixels dans une colonne est défini par le champ de vue. Pour la majorité des colonnes le facteur  $\alpha_i$  n'est pas un nombre entier. Cela signifie qu'il est nécessaire de transformer une colonne ayant un nombre entier de pixels  $N$  en une colonne ayant un nombre non-entier de pixels  $\alpha_i N$ . Deux solutions sont envisageables pour la remise à l'échelle spatiale :

- Arrondir le nombre de pixels  $\alpha_i N$  à l'entier le plus proche, ce qui aura pour conséquence d'introduire une erreur importante sur la remise à l'échelle de la colonne.
- Rééchantillonner la colonne de pixel de départ sur une grille beaucoup plus fine que celle définie par les pixels de départ, puis effectuer la remise à l'échelle par le facteur  $\alpha_i$ . Cela aura pour effet de minimiser l'erreur introduite par l'arrondissement de  $\alpha_i N$  à un nombre entier.

La Figure 4.4 illustre le résultat des deux solutions proposées : sans effectuer de rééchantillonnage on voit apparaître un crénelage lors du passage d'une colonne à l'autre, alors que ce phénomène est invisible lorsqu'on effectue un rééchantillonnage du spectre. Le rééchantillonnage est donc nécessaire pour minimiser les erreurs introduites par la remise à l'échelle spatiale des colonnes du spectre. Différents facteurs ont été testés pour suréchantillonner le spectre, et il est apparu qu'avec un facteur supérieur à 15 aucune amélioration de la méthode n'est constatée. Ce facteur a donc été utilisé pour l'ensemble des résultats présentés ici. Le fait de négliger l'intervalle spectral  $\delta\lambda_i$  se traduit par une erreur d'environ 1.5% sur  $\alpha_i$  dans le cas le plus défavorable. On peut par conséquent ici aussi négliger cette erreur. L'étape (2) de la Figure 4.5 illustre le spectre après remise à l'échelle spatiale.

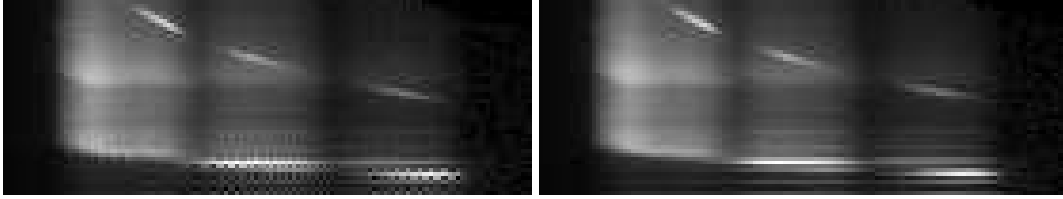


FIG. 4.4 – Illustration d'une partie du spectre simulé après remise à l'échelle spatiale des colonnes sans rééchantillonnage (gauche) et avec un rééchantillonnage sur une grille de pixels 15 fois plus fine que les pixels de départ (droite).

Après la remise à l'échelle spatiale, la dépendance spectrale des speckles est corrigée. Ils suivent donc des lignes horizontales dans le spectre, alors que le spectre du compagnon suit une courbe en  $1/\lambda$ . Les speckles sont causés par des erreurs de phase dans le front d'onde incident qui diffusent une partie de la lumière de l'étoile en dehors de la figure de diffraction de l'instrument. Étant donné la différence de contraste entre l'étoile et le compagnon, on considère que la fraction de lumière venant du compagnon qui est diffusée dans les speckles est négligeable comparée à celle venant de l'étoile. La décomposition spectrale d'un speckle va par conséquent refléter uniquement le spectre de l'étoile (multiplié par les transmissions atmosphérique et instrumentale).

Puisque le spectre de tous les speckles est identique au premier ordre, la seule différence entre deux positions angulaires (c'est à dire entre deux lignes de pixels dans le spectre) provient donc de la modulation d'amplitude créée par la succession de speckles brillants et sombres superposés au halo de l'étoile et aux anneaux d'Airy de la figure de diffraction intégré sur la largeur de la fente. Il en résulte que le spectre de l'étoile peut être évalué précisément en moyennant toutes les lignes du spectre où un spectre complet est disponible. Si le spectre a une étendue angulaire de  $\pm\rho$  rad autour de l'étoile, les lignes contenant un spectre complet sont celles qui s'étendent entre  $\pm\rho D/\lambda_1$  cycles pupillaires, où  $\lambda_1$  est la plus grande longueur d'onde dans le spectre. Dans le cas de spectroscopie longue fente avec coronographe de Lyot, il faut aussi exclure le centre du spectre qui correspond à la position du masque coronographique. Après avoir moyenné les lignes adéquates on obtient un spectre linéaire que l'on notera "spectre modèle".

L'étape suivante est d'évaluer exactement la quantité de lumière stellaire à chaque séparation angulaire de l'étoile. Pour cela on extrait un spectre linéaire à chaque position angulaire autour de l'étoile (c'est à dire à chaque ligne de pixels du spectre) sur lequel on ajuste en amplitude le spectre modèle obtenu à l'étape précédente. Pour l'ajustement on utilise une estimation par moindres carrés : le spectre linéaire et le spectre modèle sont normalisés à 1, et on autorise la normalisation de notre modèle à varier entre 0.5 et 3.0 fois la normalisation initiale, par étapes de 1%. La statistique de moindres carrés utilisée est :

$$s^2 \equiv \frac{\sum_{i=1}^N [\beta f_i^{\text{modèle}} - f_i^{\text{linéaire}}]^2}{N}, \quad (4.2)$$

où  $f_i^{\text{modèle}}$  et  $f_i^{\text{linéaire}}$  sont respectivement les flux normalisés du modèle et du spectre linéaire extrait à la séparation angulaire considérée, à chaque intervalle spectral  $i$ ;  $\beta$  est le paramètre de normalisation appliqué au modèle qui varie de 0.5 à 3.0 par étapes de 0.01 ; et  $N$  est le nombre total d'éléments de résolution spectrale. Le paramètre  $s^2$  évalue donc l'écart moyen entre le modèle et le spectre linéaire. L'ajustement optimal est obtenu en trouvant la valeur  $\beta_m$  qui minimise  $s^2$ . Une fois la valeur de  $\beta_m$  déterminée, le spectre modèle est multiplié par ce facteur et le facteur de normalisation initial.

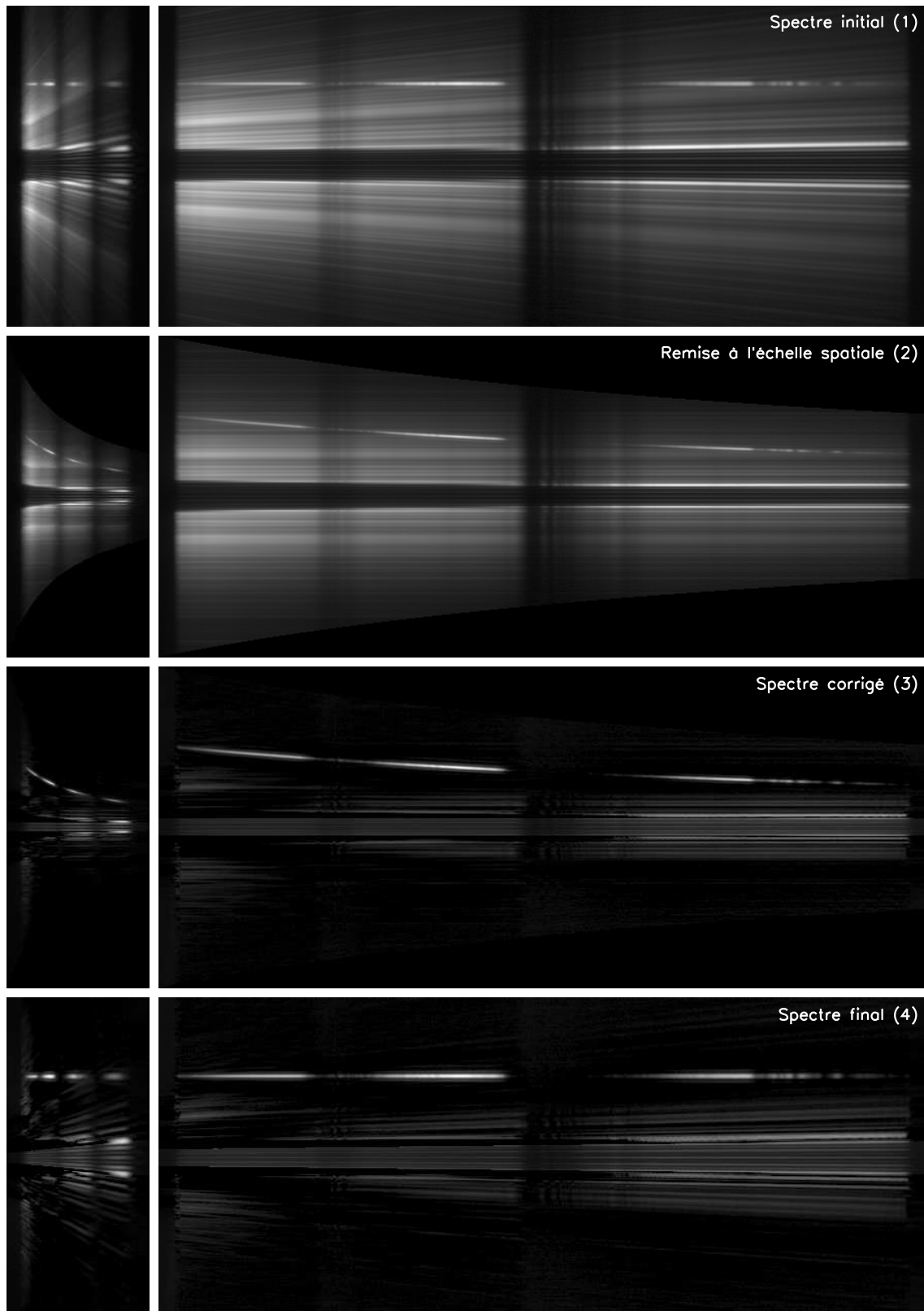


FIG. 4.5 – Étapes successives de l'analyse des données en LRS (gauche) et en MRS (droite) pour une étoile de type M0 à 10 pc et une planète avec  $T_{eff} = 1000$  K à une séparation angulaire de  $1.0''$ . (1) Spectre initial. (2) Spectre mis à l'échelle spatialement pour compenser le chromatisme des speckles. (3) Spectre après la mesure et la soustraction des speckles. (4) Spectre final remis à l'échelle spatiale de départ.

TAB. 4.2 – Valeur du point de bifurcation pour le mode LSS de IRDIS en LRS et MRS.

Mode	$\lambda_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_1$ ( $\mu\text{m}$ )	$r$ (mas)
LRS	0.95	2.3	100
MRS	0.95	1.8	125

En effectuant l'opération précédente pour toutes les positions angulaires dans le spectre, on obtient un spectre stellaire dénué de lumière provenant du compagnon. Ce spectre reconstruit est ensuite simplement soustrait au spectre remis à l'échelle spatialement, enlevant la majorité de la lumière stellaire diffusée dans le halo et les speckles (Figure 4.5, étape (3)). Pour finir, chaque colonne  $i$  de ce spectre est remise à la bonne échelle spatiale en multipliant sa taille par  $1/\alpha_i$ , ce qui ramène le spectre du compagnon sur une ligne horizontale (Figure 4.5, étape (4)). Il est alors possible d'extraire le spectre du compagnon pour en faire l'analyse scientifique.

## 4.2.2 Détails de l'implémentation

Quelques détails doivent être soulignés pour bien évaluer l'utilisation pratique de cette méthode d'analyse des données. Tout d'abord, cette méthode est sujette aux mêmes conditions sur le *point de bifurcation* défini par [Thatte et al. \(2007\)](#). La valeur de ce point exprimée en unité d'angle est donnée par :

$$r = \frac{2.44}{D} \frac{\lambda_0 \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_0} \quad (4.3)$$

où  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$  sont respectivement les longueurs d'onde les plus courtes et les plus longues du spectre et  $D$  le diamètre de la pupille du télescope. Il ne s'agit pas ici d'obtenir une estimation du spectre stellaire sans contamination par le compagnon, celle-ci étant obtenue en moyennant les lignes du spectre, mais d'avoir un nombre suffisant de points pour effectuer l'ajustement en amplitude du spectre modèle. Pour les objets situés à une distance angulaire inférieure au point de bifurcation, il n'existera pas de lignes dans le spectre totalement dénuées de lumière provenant du compagnon. Il sera donc impossible d'ajuster en amplitude le spectre modèle sur ces lignes. L'utilisation de notre méthode d'analyse de données ne peut donc s'effectuer que sur des compagnons situés à une séparation angulaire strictement supérieure au point de bifurcation. Le Tableau 4.2 donne la valeur du point de bifurcation pour les modes LRS et MRS de IRDIS. On constate que dans ces deux cas le point de bifurcation est situé au-dessous de la taille du masque du coronographe ( $0.2''$  de rayon), donc le problème du point de bifurcation ne se pose pas pour IRDIS.

Deuxièmement, il est nécessaire d'appliquer un masque sur le signal pour la caractérisation des compagnons brillants afin de s'assurer que leur flux ne pollue pas l'ajustement en amplitude. En effet, si le compagnon est très brillant comparé au niveau du halo que l'on cherche à estimer, l'ajustement sera nécessairement biaisé : le spectre reconstruit sera surestimé, ce qui conduira à une sous-estimation du continuum du spectre du compagnon. Ce problème n'est évidemment rencontré que pour les compagnons très brillants. Le mode LSS ne sera utilisé que pour la caractérisation des exoplanètes qui auront été détectées en mode DBI, donc la position de la planète dans la fente sera déjà connue à une précision de l'ordre de  $\sim 5$  mas, et le masque pourra être positionné précisément. Sa taille peut être déduite de la PSF instrumentale, comme nous le verrons dans la Section 4.4.4.

Troisièmement, un pas de 1% a été choisi pour l'ajustement du spectre modèle sur les speckles. Cela laisse *a priori* supposer qu'il reste au moins 1% de la contribution des speckles après

estimation et soustraction. En réalité, différentes valeurs de pas (1%, 0.1%, 0.01%) ont été testées sur les données simulées, et il s'est avéré que les performances en terme de suppression des speckles sont identiques avec ces différents pas. Le choix d'un pas de 1% n'est par conséquent pas ce qui limite intrinsèquement la méthode d'analyse des données. Dans un cas général, et dans le futur sur de véritables données, il sera préférable d'utiliser une procédure de minimisation pour s'assurer d'un ajustement optimal du spectre modèle sur les données.

Et pour finir, il faut être conscient qu'une proportion de speckles situés près du bord de la fente vont en sortir progressivement avec l'augmentation de la longueur d'onde puisqu'ils s'éloignent radialement de l'étoile. Avec les tailles de fentes et le domaine spectral considérés pour IRDIS, environ 50% des speckles situés dans la fente à  $\lambda = 0.95 \mu\text{m}$  vont sortir de la fente. L'impact de cet effet est le même à toutes les positions dans la fente donc l'influence sur l'analyse des données sera négligeable. Cependant cela signifie que le spectre modèle n'est pas le totalement équivalent au spectre de l'étoile. En effet, on va avoir une perte de flux aux grandes longueurs d'onde due aux speckles sortis de la fente. Cela implique qu'il ne sera pas possible de faire de photométrie relative précise sur l'étoile avec le spectre modèle.

### 4.3 Atténuation du bruit de speckles

Comme pour le mode DBI, l'analyse des données a pour but l'atténuation du bruit de speckles qui masque ou pollue le signal planétaire. Par contre, contrairement au mode DBI, le mode LSS ne peut pas être utilisé pour la détection d'exoplanètes, mais uniquement pour la caractérisation. En effet, pour faire le spectre de la planète, il faut placer celle-ci au centre de la fente, donc il faut déjà connaître son existence et sa position, au moins approximativement. Dans cette section, nous allons regarder l'atténuation du halo stellaire apportée par la méthode d'analyse de données décrite dans la Section 4.2, et comparer ce niveau à celui des différents bruits introduits dans la simulation. Dans cette section, tous les graphiques sont faits pour un temps d'intégration total de 1 heure.

#### 4.3.1 Niveau du bruit

Les Figures 4.6 et 4.7 montrent l'atténuation du halo stellaire apportée par l'utilisation de la méthode d'analyse des données LSS respectivement en LRS et en MRS, en faible flux ( $M_0$  à 10 pc,  $V = 8$ ) et en fort flux ( $G_0$  à 10 pc,  $V = 4$ ). Ces profils sont donnés en bandes J, H et K, à des longueurs d'onde valant respectivement  $\lambda_c^J = 1.25 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_c^H = 1.65 \mu\text{m}$  et  $\lambda_c^K = 2.20 \mu\text{m}$ . Pour chaque  $\lambda_c$ , le profil de la PSF a été calculé en moyennant des PSF non-coronographiées entre  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$ , où  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$  correspondent aux limites inférieures et supérieures de la zone spectrale couverte par la largeur de la fente dans le spectre. Par exemple, en LRS la fente a une largeur de  $0.12''$  sur le ciel, c'est à dire  $\sim 9.8$  pix sur le détecteur. Or en mode LRS 1 pix représente un intervalle spectral de 13.57 nm, donc le profil de la PSF a été obtenu en moyennant des PSF calculées de

$$\lambda_0 = \lambda_c - \frac{9.8}{2} \times 13.57 = \lambda_c - 66.5 \text{ nm} \quad (4.4)$$

à

$$\lambda_1 = \lambda_c + \frac{9.8}{2} \times 13.57 = \lambda_c + 66.5 \text{ nm} \quad (4.5)$$

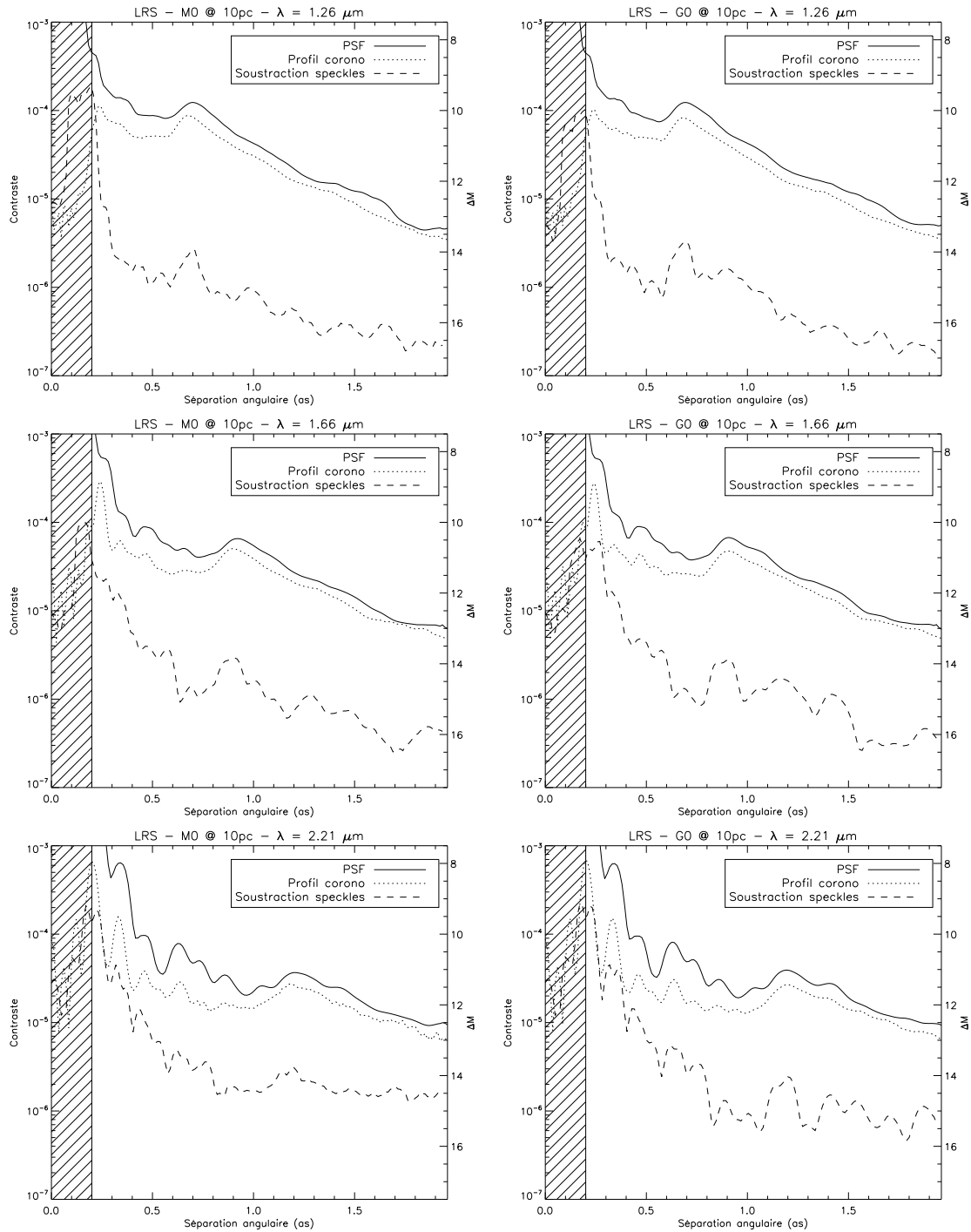


FIG. 4.6 – Atténuation du bruit de speckles en mode LRS après application de la méthode d'analyse des données sur des spectres simulés correspondant à des étoiles de type M0 (gauche) et G0 (droite) à 10 pc en bandes J (haut), H (milieu) et K (bas) pour 1 h d'intégration. La courbe en trait plein représente le profil de la PSF non-coronographiée, celle en pointillé le profil coronographique et celle en tiret la limite du bruit ( $1-\sigma$ ) après suppression des speckles. La zone hachurée correspond à la zone couverte par le masque coronographique opaque.

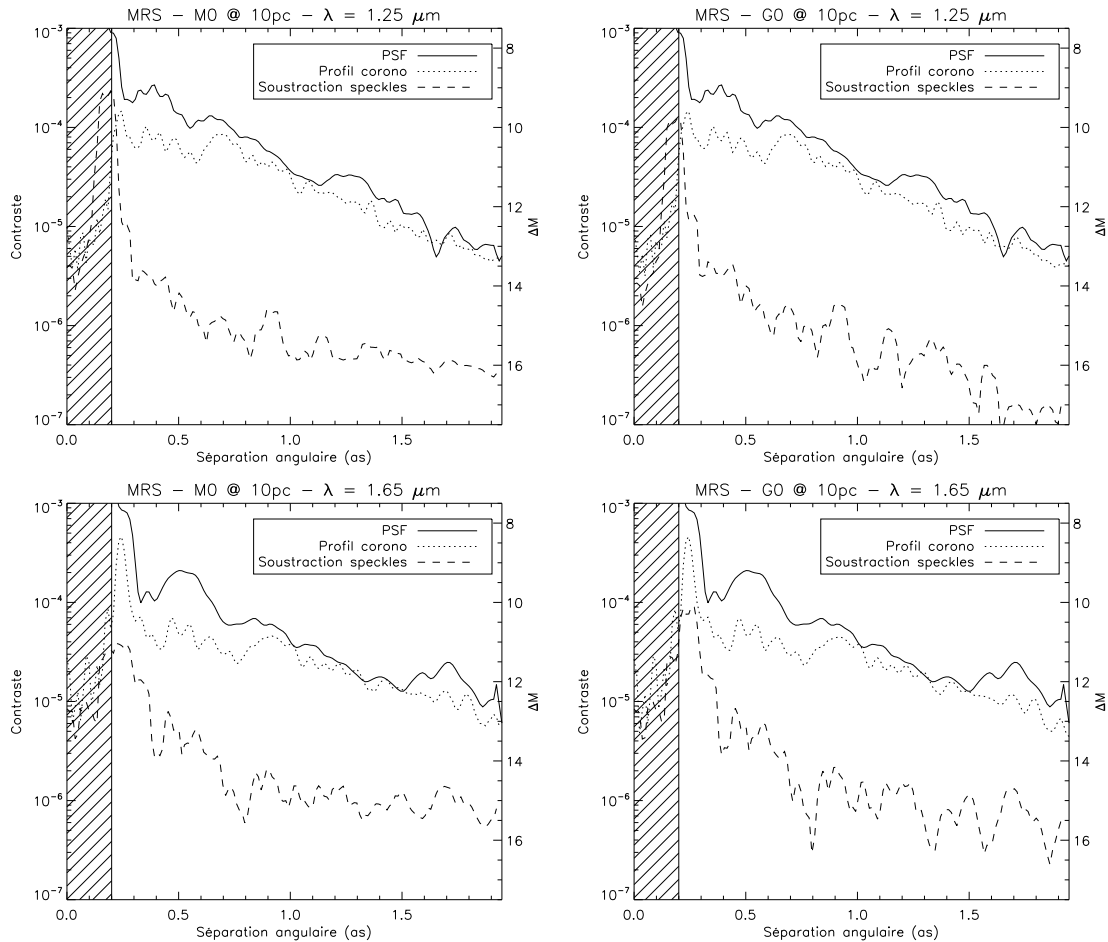


FIG. 4.7 – Atténuation du bruit de speckles en mode MRS après application de la méthode d’analyse des données sur des spectres simulés correspondant à des étoiles de type M0 (gauche) et G0 (droite) à 10 pc en bandes J (haut) et H (bas) pour 1 h d’intégration. La légende des courbes est identique à celle de la Figure 4.6.

Le profil coronographique a été obtenu directement à partir du spectre simulé en moyennant les colonnes de pixels correspondant aux longueurs d’onde allant de  $\lambda_0$  à  $\lambda_1$ . Et pour finir le profil de bruit à  $1-\sigma$  après application de la méthode d’analyse des données a été obtenu en calculant l’écart type des résidus dans une ouverture de largeur couvrant les longueurs d’onde de  $\lambda_0$  à  $\lambda_1$  et de hauteur égale à  $\lambda_c/D$ .

En LRS on observe une large amélioration du contraste par rapport au profil coronographique, aussi bien en faible flux qu’en fort flux. On en déduit que dans les deux cas on est limité par la capacité de la méthode à estimer les speckles, et non pas par des bruits intrinsèques au système. En bandes J l’atténuation est excellente dès  $0.3''$  où elle atteint  $\sim 4$  mag par rapport au profil coronographique, puis reste supérieure à 3 mag pour de plus grandes séparations. En bande H et K, l’atténuation est moins importante à petites séparations angulaires mais augmente rapidement avec la séparation. On remarque que le profil après atténuation est beaucoup plus bruité qu’en bande J, ce qui signifie que l’élimination des speckles est moins bonne. Là encore le comportement est similaire en faible flux (M0) et en fort flux (G0). Pour la M0 en bande K l’atténuation atteint un plateau au-delà de  $0.7''$ , ce qui signifie qu’on se retrouve limité par un bruit intrinsèque au système (le ciel, comme nous allons le voir dans la Section 4.3.2). En fort flux l’atténuation n’atteint pas

de plateau, mais elle est clairement moins efficace. En MRS les performances sont très similaires, excepté que l'atténuation atteint un plateau à  $0.8''$  en bande J pour le cas en faible flux. Cependant l'atténuation reste tout de même très importante, atteignant les mêmes performances qu'en mode LRS à  $0.3''$ .

Il s'avère donc que l'atténuation du bruit de speckles apportée par cette méthode d'analyse des données LSS est très efficace sur toute la gamme spectrale couverte par les modes LRS et MRS de IRDIS en fort flux. On obtient en effet une atténuation de l'ordre de 3 à 4 mag par rapport au profil coronographique dominé par le bruit de speckles du halo stellaire. Cependant la méthode pourrait être probablement encore améliorée car le profil après atténuation est très bruité, ce qui montre que l'estimation et la soustraction des speckles n'est pas totalement efficace et constante. En faible flux, le gain est légèrement moindre car il semble que la méthode atteigne une limite fixée par les bruits introduits dans la simulation que nous allons décrire dans la section suivante. Cependant, à faible séparation angulaire l'atténuation est excellente et du même ordre qu'en fort flux. Pour finir, il est intéressant de noter que les performances sont très proches en LRS et en MRS lorsqu'on n'est pas limité par les bruits autres que le bruit de speckles. Une augmentation du temps d'intégration n'apporterait probablement qu'une amélioration faible car l'atténuation est ici limitée par les speckles quasi-statiques qui ne vont se moyenniser que sur de très longs temps d'intégration.

### 4.3.2 Comparaison aux autres bruits

Nous avons vu dans la section précédente que dans plusieurs cas l'atténuation apportée par la méthode d'analyse des données semble atteindre un seuil au-delà d'une certaine séparation angulaire, en particulier pour des étoiles faibles. Dans cette section nous allons comparer l'atténuation aux autres bruits introduits dans la simulation pour trouver celui ou ceux qui limitent les performances.

La Figure 4.8 compare en mode LRS le niveau des différents bruits du système introduits dans la simulation avec le niveau des profils coronographiques et du profil après atténuation du bruit de speckles avec la méthode d'analyse des données en LSS. Les courbes sont tracées en faible flux (étoile M0 à 10 pc) et en fort flux (étoile G0 à 10 pc), en bande J et K. La bande H a été omise car elle ne représente qu'une situation intermédiaire entre ce qui se passe en bande J et en bande K.

En faible flux, le ciel est le bruit qui domine clairement tous les autres, même en bande J. Il s'agit bien ici d'une limitation fondamentale car on suppose que le ciel a été calibré parfaitement. Il en va de même pour les autres bruits introduits dans la simulation. A faible séparation angulaire, là où les résidus stellaires sont les plus brillants, le bruit de *flat field* atteint pratiquement le niveau du bruit du ciel, mais il devient négligeable à plus grande séparation et en bande K. En fort flux en mode LRS, on constate que la limite atteinte par la méthode d'analyse des données n'est pas causée par les bruits du système, même en bande K où le bruit du ciel dépasse le bruit de *flat field* qui était la principale source de bruit en bande J. Dans ce cas on est limité par les speckles résiduels.

La Figure 4.9 présente les mêmes résultats que la Figure 4.8 en mode MRS pour les bandes J et H. Le comportement est relativement similaire, puisqu'en faible flux le bruit du ciel domine toujours les autres bruits. En fort flux l'analyse des données n'est toujours pas limitée par les bruits intrinsèques au système, bien qu'elle s'en rapproche plus qu'en LRS car à cette résolution plus élevée le nombre de photons est plus faible par pixel. Il est certain qu'à des séparations angulaires légèrement supérieures le bruit du ciel vient limiter les performances en bande H en fort flux.

Pour finir, il est important de noter que les simulations du mode LSS ont été effectuées avec un bruit de *flat field* de 0.1%, ce qui suppose l'utilisation d'une procédure de *dithering*. Or entre



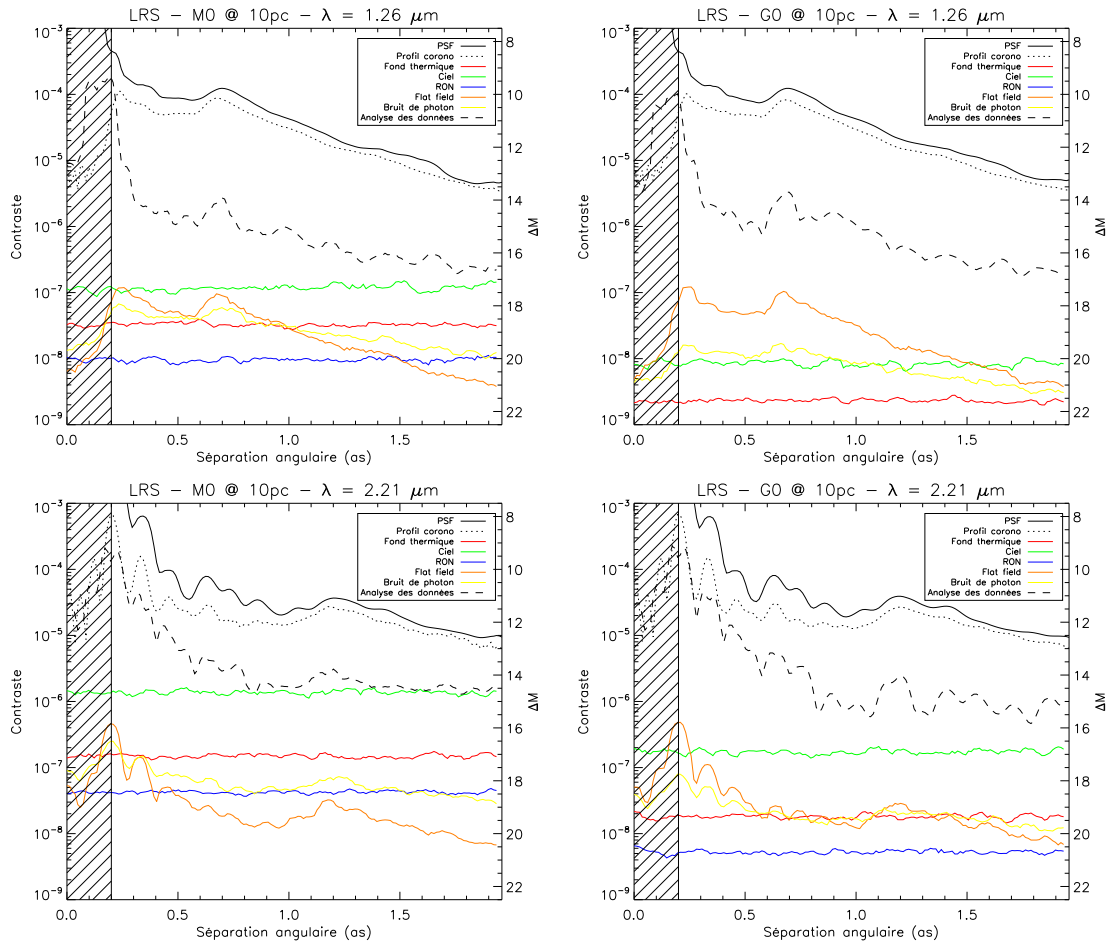


FIG. 4.8 – Comparaison en mode LRS du niveau des différents bruits introduits dans la simulation et du profil de contraste après atténuation du bruit de speckles avec la méthode d’analyse des données LRS pour 1 h d’intégration. Les courbes sont tracées pour des étoile de type M0 (gauche) et G0 (droite) en bande J (haut) et K (bas).

le moment où l’étude du mode LSS a été effectuée et le moment où les procédures de calibration ont été établies pour tous les modes, il a été décidé que le mode LSS n’utilisera pas de procédure de *dithering*. Par conséquent, le niveau du bruit de *flat field* va en réalité se trouver plus haut (moins d’un ordre de grandeur) sur les graphiques présentés ici. Dans le cas faible flux, cela n’a pas d’incidence majeure. En effet, même à faible séparation angulaire avec un bruit de *flat field* 10 fois plus important, la limite sera fixée par la méthode d’analyse des données et sa capacité à soustraire les speckles. En fort flux, il est possible qu’en bande J le bruit de *flat field* atteigne le niveau de la méthode d’analyse des données aussi bien en LRS qu’en MRS, et devienne alors facteur important en fort flux à des séparations angulaires inférieures à  $0.5 - 0.7''$ . En pratique il sera toujours possible d’utiliser également une procédure de *dithering* pour le mode LSS si cela s’avère nécessaire. Mais si on souhaite éviter une telle procédure, il est alors nécessaire que la calibration du *flat field* doit avoir une précision inférieure ou égale à 1% sans procédure de *dithering*, sans quoi le mode LRS serait sérieusement limité à faible séparation angulaire.

La principale conclusion de cette étude est donc qu’en fort flux l’analyse des données est limitée par les speckles résiduels alors qu’en faible flux, le bruit qui va limiter la capacité de caractérisation des exoplanètes est fixée par le ciel dont le rayonnement thermique dans le proche

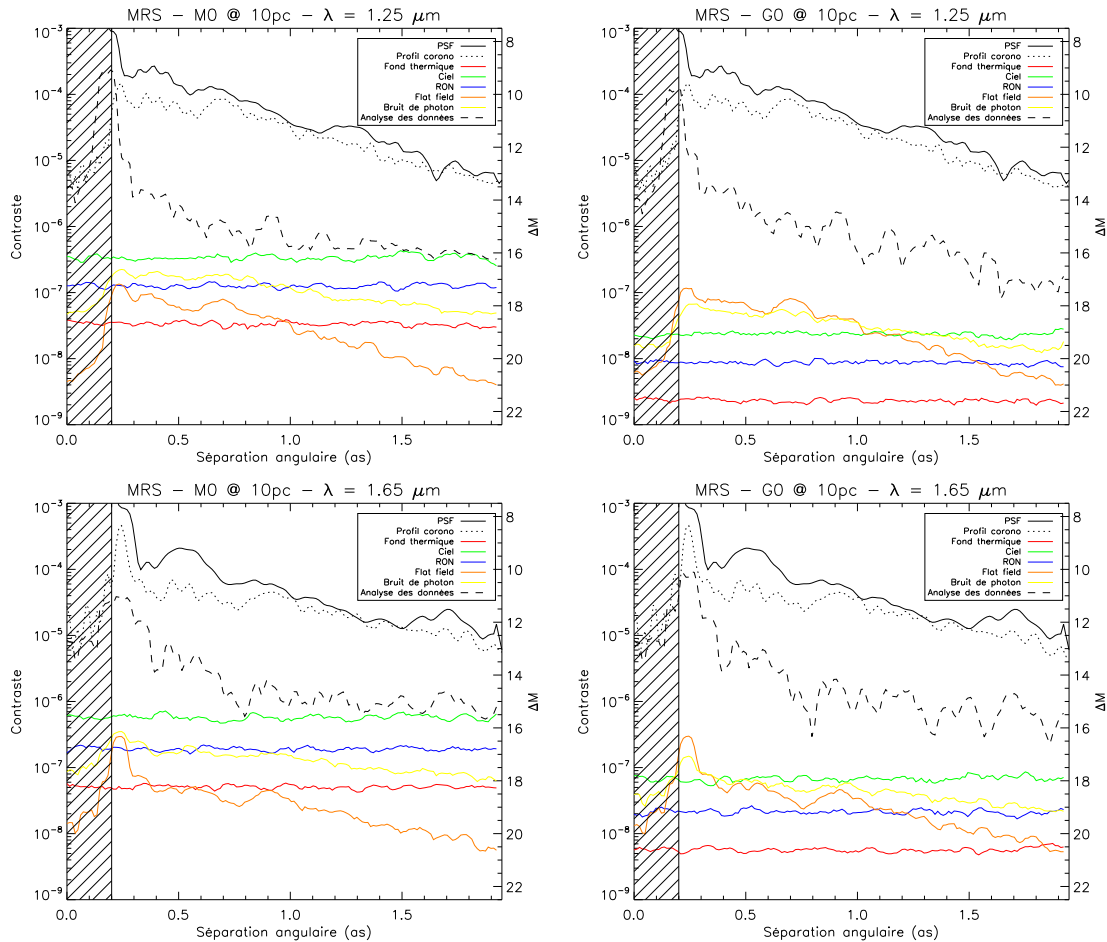


FIG. 4.9 – Comparaison en mode MRS du niveau des différents bruits introduits dans la simulation et du profil de contraste après atténuation du bruit de speckles avec la méthode d’analyse des données LSS pour 1 h d’intégration. Les courbes sont tracées pour des étoile de type M0 (gauche) et G0 (droite) en bande J (haut) et H (bas).

infrarouge est important. Une grande attention devra par conséquent être portée à la calibration du flux du ciel. La fente ayant une longueur de  $11''$ , on peut supposer qu’il sera possible de calibrer directement à partir des données le fond du ciel, ce qui permettra d’éviter d’effectuer des observations du ciel, et qui en plus permettra de ne pas dépendre d’éventuelles variations de ce flux au cours du temps. La taille des données simulées pour le mode LSS étant limitée à  $2''$  de part et d’autre de l’étoile, je n’ai malheureusement pas pu tester une telle procédure.

### 4.3.3 Influence du temps d’intégration

Nous avons vu dans la Section 3.3.4 que le temps d’intégration est un paramètre qui peut influencer la limite de détection en imagerie avec une méthode d’analyse des données comme le SDI+ADI. Nous allons maintenant regarder son influence dans le cas de la LSS. Les Figures 4.10 et 4.11 comparent le niveau du bruit à  $1-\sigma$  après atténuation du bruit de speckles par la méthode d’analyse des données en LSS pour des temps d’intégration de 1 h et de 4 h.

On constate globalement que dans la plupart des cas l’utilisation d’un temps d’intégration de 4 h n’apporte pas d’amélioration significative sur l’atténuation du bruit de speckles. En particulier

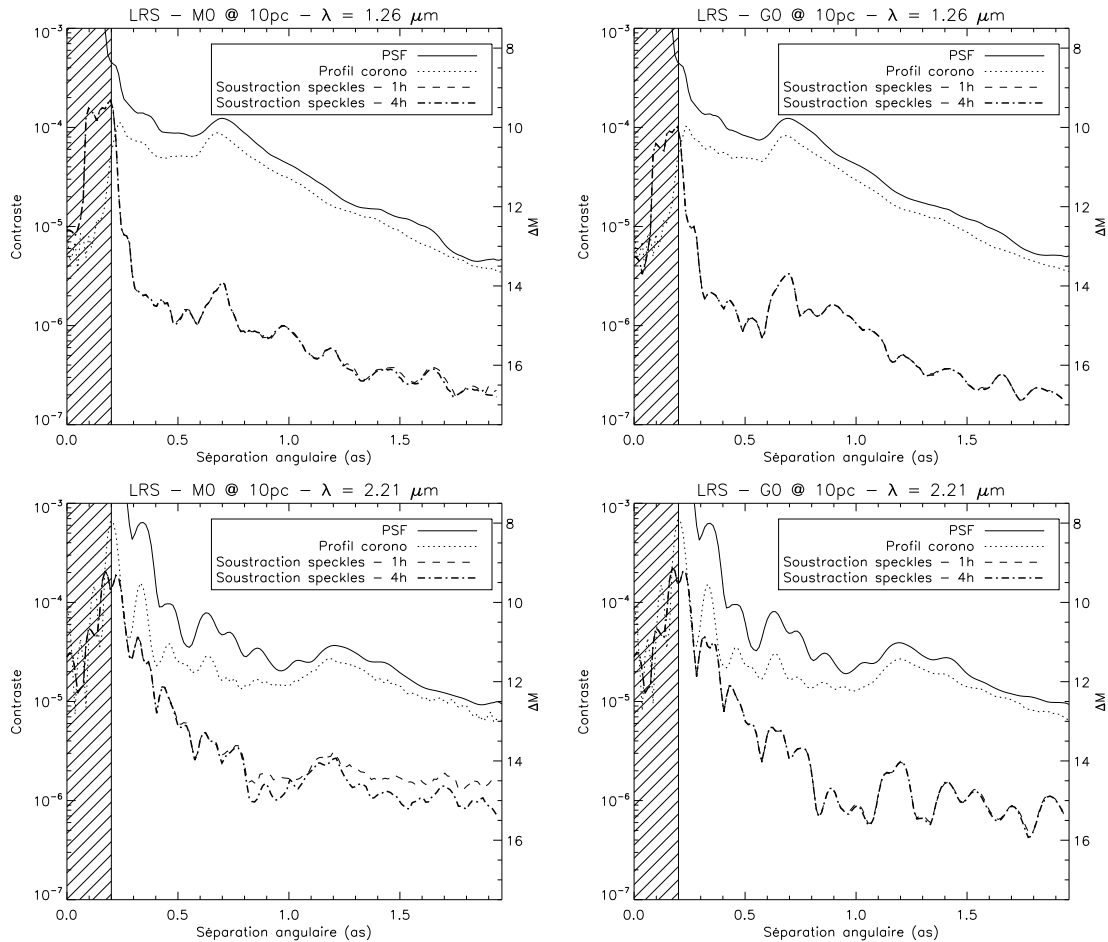


FIG. 4.10 – Comparaison de l’atténuation du bruit de speckles pour 1 h et 4 h de temps d’intégration en mode LRS après application de la méthode d’analyse des données sur des spectres simulés correspondant à des étoiles de type M0 (gauche) et G0 (droite) à 10 pc en bandes J (haut) et K (bas). La courbe en trait plein représente le profil de la PSF non-coronographiée, celle en pointillé le profil coronographique, celle en tiret la limite du bruit ( $1-\sigma$ ) après suppression des speckles en 1 h d’intégration et celle en tirets-point gras en 4 h d’intégration. La zone hachurée correspond à la zone couverte par le masque coronographique opaque.

en fort flux les courbes correspondant aux deux temps d’intégration sont presque superposées, que ce soit en LRS ou en MRS. C’est effectivement ce qu’on avait constaté dans la Section 4.3.2 : en fort flux le niveau des bruits intrinsèques au système sont nettement au-dessous de la limite atteinte par la méthode d’analyse des données. En faible flux, pour une étoile de type M0, on est bien limité par le bruit de speckles en bande J en LRS, mais en bande K et en MRS où le niveau du ciel est beaucoup plus élevé par rapport au signal, un temps d’intégration de 4 h apporte effectivement une amélioration inférieure ou égale à 0.5 mag à une séparation angulaire de  $2.0''$ . Le gain est donc relativement limité et est directement lié à la racine du facteur multiplicatif appliqué au temps d’intégration : en multipliant par 4 le temps d’intégration, le niveau du bruit du ciel est divisé par  $\sim 2$ .

On peut donc se demander pourquoi l’augmentation du temps d’intégration apporte un gain d’un facteur 2.0 ou plus en imagerie mais pas en LSS. L’un des principaux atouts de la méthode ADI en imagerie est l’utilisation de la rotation du champ pour construire une PSF de référence

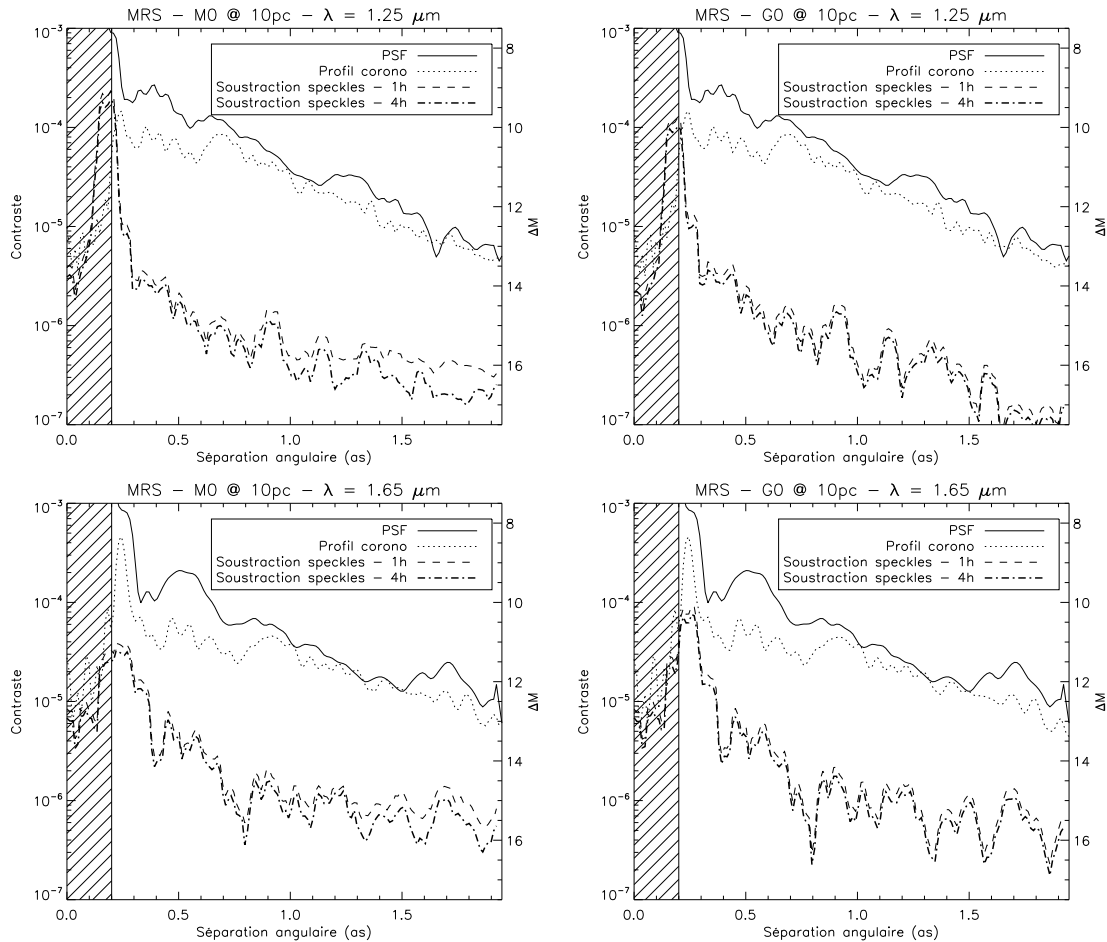


FIG. 4.11 – Comparaison de l’atténuation du bruit de speckles pour 1 h et 4 h de temps d’intégration en mode MRS après application de la méthode d’analyse des données sur des spectres simulés correspondant à des étoiles de type M0 (gauche) et G0 (droite) à 10 pc en bandes J (haut) et H (bas). La courbe en trait plein représente le profil de la PSF non-coronographiée, celle en pointillé le profil coronographique, celle en tiret la limite du bruit ( $1-\sigma$ ) après suppression des speckles en 1 h d’intégration et celle en tirets-point gras en 4 h d’intégration. La zone hachurée correspond à la zone couverte par le masque coronographique opaque.

qui varie dans le temps avec les speckles quasi-statiques. En LSS on va en partie bénéficier de l’évolution lente des speckles quasi-statiques qui vont se moyennner, mais cet effet n’est pas aussi important que l’effet obtenu par rotation du champ. Notre simulation est en partie limitée sur ce point puisque aucune évolution temporelle autres que les résidus atmosphérique n’a été considérée. La performance de la méthode d’analyse des données sur l’atténuation du bruit est donc fortement dépendante de la présence de speckles quasi-statiques et de leur évolution. Dans la suite, compte tenu de la faible variation des performances du mode LSS de IRDIS avec le temps d’intégration nous allons nous placer dans le cas d’une photométrie calculée pour 1 h de pose.

#### 4.4 Performances en caractérisation

Dans la section précédente, nous avons étudié en détail l’atténuation du bruit de speckles apporté par la méthode d’analyse des données en LSS, et nous avons comparé le niveau des dif-

férents bruit qui peuvent venir limiter la performance de l'atténuation. Nous allons maintenant étudier dans quelle mesure les exoplanètes vont pouvoir être caractérisées avec le mode LSS de IRDIS.

#### 4.4.1 Déteçtabilité des planètes simulées

Comme on l'a évoqué plus haut, le mode LSS de IRDIS sera utilisé pour caractériser certains des candidats planètes déjà détectés par le mode DBI. Le mode LSS n'est pas fait pour faire de la détection de planètes. Je vais cependant parler dans cette section de "déteçtabilité" ou de "détection" des planètes en LSS. J'entends par là que le niveau du signal de la planète se situe au-dessus du bruit de speckles résiduel qui n'a pas été éliminé par l'analyse des données.

Le Tableau 4.1 donne les différents modèles d'atmosphères planétaires utilisés dans la simulation pour simuler des planètes à des séparations angulaires de 0.5'', 1.0'' et 1.5''. Il est intéressant de comparer leur niveau de contraste théorique avec les limites de détection à 5- $\sigma$  données par la méthode d'analyse des données en LSS. Les Figures 4.12 et 4.13 comparent ces niveaux en fonction de la longueur d'onde en faible flux et fort flux pour les modes LRS et MRS. Les graphiques donnent pour des séparations angulaires de 0.5'', 1.0'' et 1.5'' le niveau de la PSF, le niveau du profil coronographique et le seuil de détection à 5- $\sigma$  après suppression des speckles avec la méthode d'analyse des données en LSS. Toutes les courbes ont été normalisées par rapport au pic de la PSF à chaque longueur d'onde.

En faible flux avec le mode LRS, les pics d'émission des planètes ayant  $T_{eff} \geq 700$  K sortent clairement du bruit après suppression des speckles jusqu'en bande H à faible séparation angulaire. En bande K, le pic d'émission reste environ 1.5 mag inférieur à celui de la bande H, et la performance de l'analyse des données étant moins bonne, le pic ne ressort pas. En bandes J et H, le contraste atteignable à plus large séparation permet de commencer à faire ressortir les pics d'émission de planètes ayant  $T_{eff} = 600 - 500$  K. En bande K, le flux de ces planètes est négligeable et reste donc indéteçtable. En fort flux, pour une étoile de type G0 à 10 pc, les  $T_{eff}$  des planètes déteçtables augmentent considérablement. À faible séparation, il est possible de déteçter le signal de planètes ayant  $T_{eff} = 900 - 1000$  K en bande J, et  $T_{eff} \geq 1200$  K en bande H et K. Même à une séparation angulaire de 1.5'', les pics d'émission de planètes ayant  $T_{eff} = 700$  K commencent à peine à dépasser le seuil de déteçtabilité à 5- $\sigma$  en bandes J et H. La caractérisation autour d'étoiles brillantes est donc considérablement plus difficile.

En mode MRS pour des étoiles faibles, les performances sont comparables au mode LRS, avec des résultats légèrement meilleurs pour la MRS à 0.5''. En effet à des longueurs d'onde inférieures à 1.1  $\mu\text{m}$ , le pic d'émission de planètes ayant une  $T_{eff}$  de 600 K reste au-dessous du seuil de déteçtabilité en LRS, alors qu'il le dépasse en MRS. La suppression des speckles est en effet améliorée en mode MRS dans certaines zones grâce au plus grand nombre de points disponibles pour estimer les speckles. Aux plus grandes séparations angulaires, le niveau d'atténuation du bruit de speckles est pratiquement égal à celui obtenu en LRS, offrant ainsi les mêmes possibilités de caractérisation. En fort flux, les pics d'émissions de planètes ayant  $T_{eff} = 900 - 1000$  K dépassent à peine le seuil de déteçtabilité, et même à une séparation angulaire de 1.5'', une planète avec une  $T_{eff}$  de 700 K ne dépasse le seuil que dans de petites gammes de longueur d'onde au sommet et ses pics d'émission.

Cette analyse qualitative rapide permet de conclure que IRDIS en mode LSS semble permettre la caractérisation de planètes ayant des  $T_{eff} \geq 600 - 700$  K jusqu'à des séparations angulaires de 0.5'' en faible flux. A plus grande séparation, où les valeurs de contraste atteignables sont plus petites, des planètes jusqu'à 500 K peuvent être caractérisées au moins en bandes J et H, aussi bien en LRS qu'en MRS. En fort flux le contraste est beaucoup plus élevé, et il semble impossible

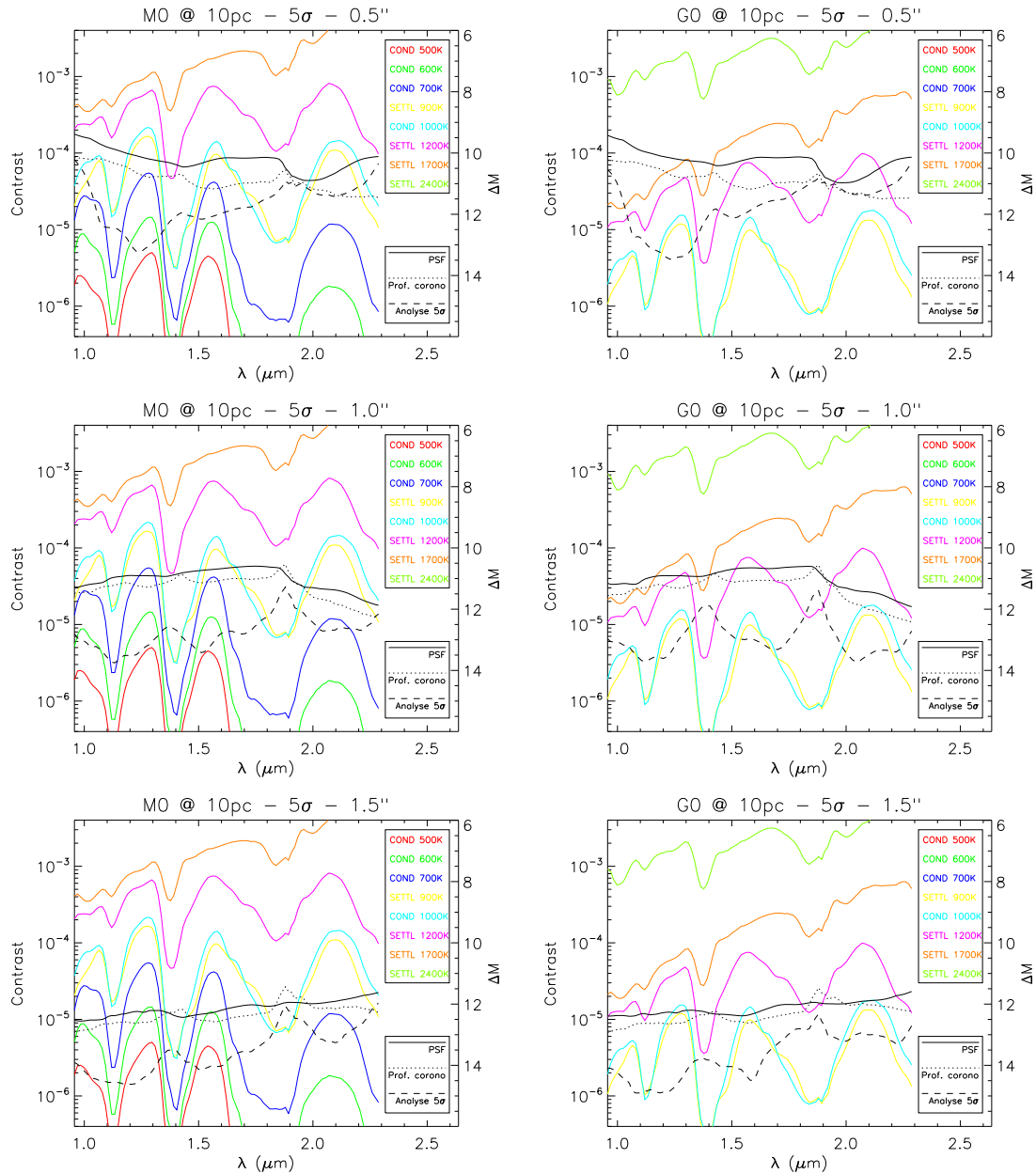


FIG. 4.12 – Limites de détection à  $5\text{-}\sigma$  en mode LRS pour notre méthode d’analyse des données en fonction de la longueur d’onde. La photométrie a été calculée pour 1 h de pose dans des cas de faible flux (gauche, M0 à 10 pc) et de fort flux (droite, G0 à 10 pc) à des séparations angulaires de  $0.5''$  (haut),  $1.0''$  (milieu) et  $1.5''$  (bas). Sur les graphiques figurent également le niveau de différents modèles d’atmosphères planétaires ayant des  $T_{\text{eff}}$  de 400 K à 2500 K. La courbe en trait plein représente le niveau de la PSF non-coronographiée, celle en pointillé le niveau du profil coronagraphique et celle en tiret la limite de détection à  $5\text{-}\sigma$  après suppression des speckles.

de caractériser des planètes plus froides que 900 – 1000 K à faible séparation angulaire, ou 700 K au-delà de  $1.5''$ . Une amélioration de l’estimation et de la soustraction des speckles, qui sont la principale limitation en fort flux, permettrait de caractériser des planètes plus froides. Nous allons maintenant voir la qualité de restitution des spectres qu’on peut attendre après utilisation de ma méthode d’analyse des données.

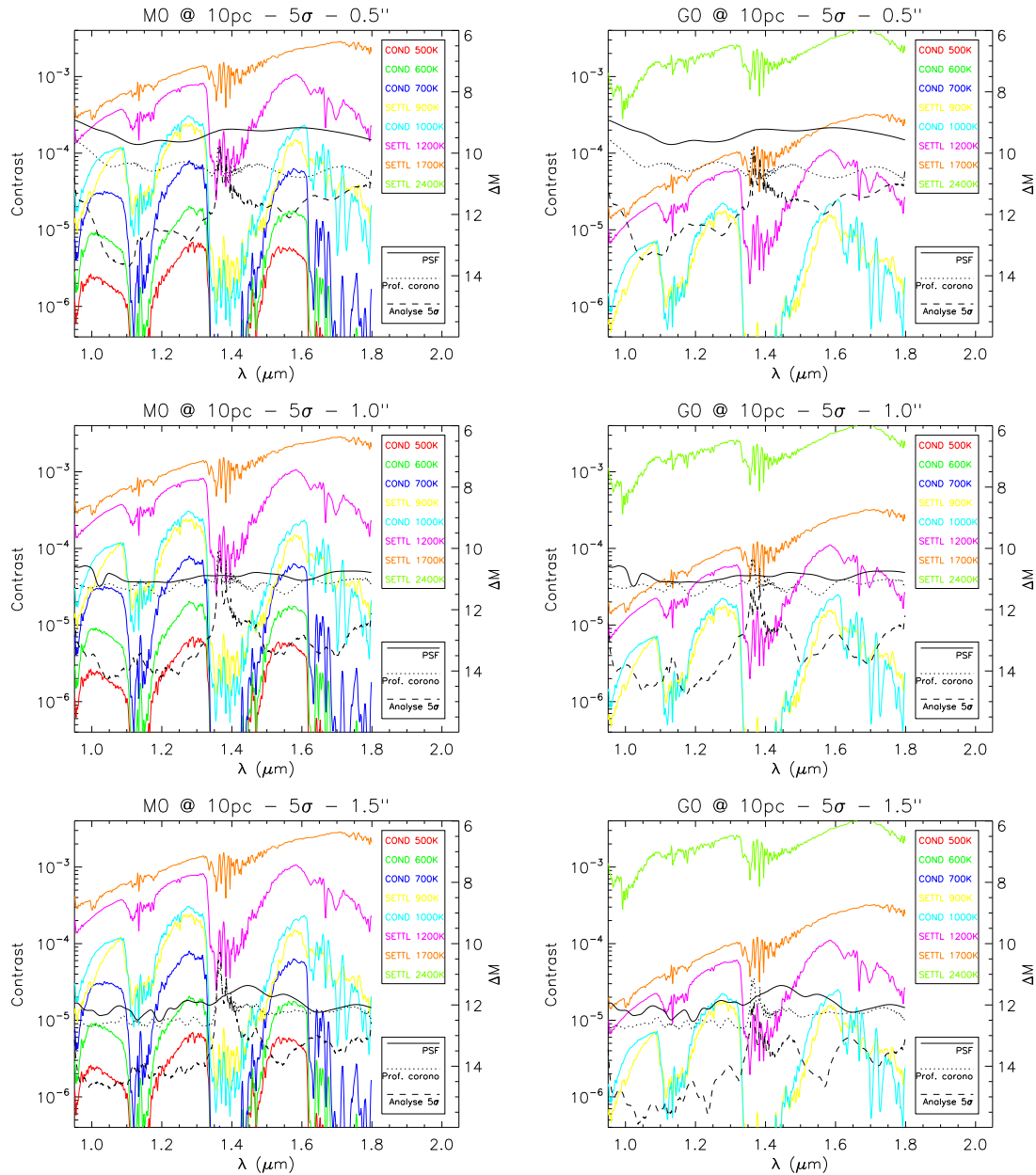


FIG. 4.13 – Mêmes graphiques que la Figure 4.12 pour le mode MRS.

#### 4.4.2 Qualité du spectre extrait

Le but de l'analyse des données en LSS est d'atténuer le bruit de speckles et le halo de l'étoile pour récupérer des spectres planétaires de suffisamment bonne qualité pour une exploitation scientifique. J'ai défini un facteur de qualité qui va permettre de mesurer la qualité de l'extraction du spectre planétaire dans les simulations. Cette qualité peut s'évaluer sous deux angles complémentaires entre le spectre de départ et le spectre extrait de la planète : (a) la corrélation et (b) l'écart entre les deux spectres.

La corrélation va donner une information sur la qualité d'extraction des éléments caractéristiques du spectres comme les pics d'émission et les bandes d'absorption en LRS, ou bien les raies d'absorption résolues en MRS. On va la mesurer avec un coefficient de Pearson :



$$\rho_{S_i, S_o} = \frac{E[S_i S_o] - E[S_i] E[S_o]}{\sigma_{S_i} \sigma_{S_o}} \quad (4.6)$$

où  $S_i$  est le spectre planétaire de départ introduit dans la simulation et  $S_o$  le spectre extrait ;  $E[S]$  et  $\sigma_S$  dénotent respectivement la moyenne et l'écart type des valeurs d'un spectre  $S$ . L'écart est mesuré par :

$$d_{S_i, S_o} = E \left[ \frac{|S_i - S_o|}{\text{Max}(S_i)} \right]. \quad (4.7)$$

Ce facteur représente l'écart moyen entre le spectre introduit dans la simulation et le spectre extrait. Il permet d'évaluer les cas où par exemple le flux des speckles a été sur- ou sous-évalué, et donc où une partie du continuum du spectre de la planète a été ôté ou laissé, créant un écart par rapport au spectre de départ. Il est normalisé pour fournir une valeur entre 0 et 1. Plus la valeur est proche de 0, plus l'écart entre  $S_i$  et  $S_o$  est faible, et donc meilleure est l'estimation du continuum du spectre.

Le facteur de qualité final est simplement calculé à partir des deux facteurs définis précédemment :

$$q_{S_i, S_o} = \rho_{S_i, S_o} (1 - d_{S_i, S_o}) \quad (4.8)$$

Une valeur de  $q = 1$  représente une extraction parfaite du spectre de la planète, c'est à dire  $S_i = S_o$ , alors qu'une valeur plus faible représente un degré plus ou moins bon de la qualité de l'extraction.

Les Figures 4.14 et 4.15 présentent différents cas d'extraction de spectres en modes LRS et MRS autour d'une étoile de type M0 à 10 pc pour des modèles d'atmosphères planétaires COND 500 K à 1.0'', COND 700 K à 0.5'' et COND 1000 K à 0.5'', résultant en différentes valeur du facteur de qualité. Le spectre de l'étoile et de la planète avant suppression des speckles est tracé à titre indicatif (bien qu'incomplet) pour illustrer la quantité de signal stellaire éliminé par l'analyse des données. Le SNR du spectre extrait est calculé en mesurant la variance du bruit résiduel à une séparation angulaire égale à la séparation angulaire de la planète, mais à une position diamétralement opposée par rapport à l'étoile. En effet, le champ de speckles étant modulé par le halo de l'étoile, il est relativement symétrique par rapport à l'étoile, et donc l'analyse des données offre une atténuation elle aussi symétrique.

Il ressort de ces spectres à différentes valeurs du facteur de qualité que pour des valeurs de SNR inférieures à  $5\text{-}\sigma$ , l'estimation du continuum du spectre est fortement altérée, ce qui va clairement empêcher une bonne estimation des paramètres physiques de la planète. Cet effet est particulièrement visible en MRS pour un facteur de qualité de 68% : les deux pics en bande Y et J du modèles ayant  $T_{eff} = 500$  K sont relativement bien estimés avec un SNR de  $\sim 5$ , alors que le pic en bande H où le SNR est de  $\sim 2$  est perdu dans le bruit de speckles. En LRS pour un facteur de qualité de 55%, il semble que la position des pics d'émission ressorte du bruit, mais leur niveau est très mal estimé. Dès que le SNR augmente au-dessus de 5, le continuum est bien estimé en LRS, et en MRS on commence à voir apparaître des raies d'absorption atomiques comme le doublet du potassium à 1.244/1.253  $\mu\text{m}$ . La qualité d'extraction des spectres est donc très variable, et nous allons voir dans la section suivante comment elle affecte la détermination des paramètres physiques de la planète. On constate également que les spectres semblent fortement lissés. Ce lissage provient de la résolution du spectre qui est fixée par la diffraction et non pas par la fente, puisque la fente est beaucoup plus large que la PSF.

Le SNR semble donc être un bon indicateur de la qualité du spectre. Cependant il s'agit d'une mesure locale à différentes longueurs d'onde. Dans la suite je vais conserver l'utilisation du facteur



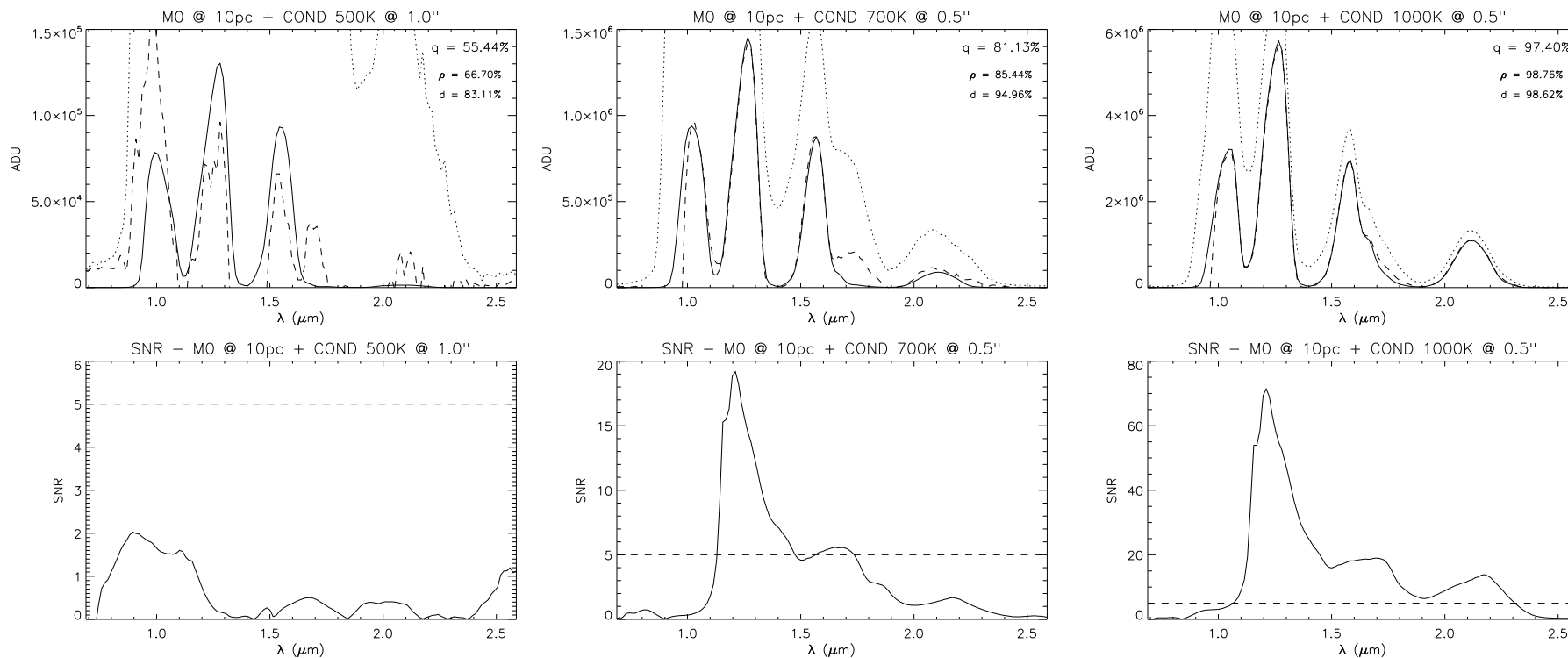


FIG. 4.14 – Exemples d'extraction de spectres en mode LRS autour d'une étoile de type M0 à 10 pc pour des modèles d'atmosphères planétaires COND 500 K à 1.0'' (gauche), COND 700 K à 0.5'' (milieu) et COND 1000 K à 0.5'' (droite) donnant respectivement des coefficients de qualité de 55%, 81% et 97%. Le spectre en trait plein représente le spectre planétaire introduit dans la simulation, celui en tirets le spectre extrait et celui en pointillés le spectre de l'étoile et de la planète avant suppression des speckles. Au-dessous de chaque cas se trouve également tracé le SNR en fonction de la longueur d'onde pour le spectre extrait.

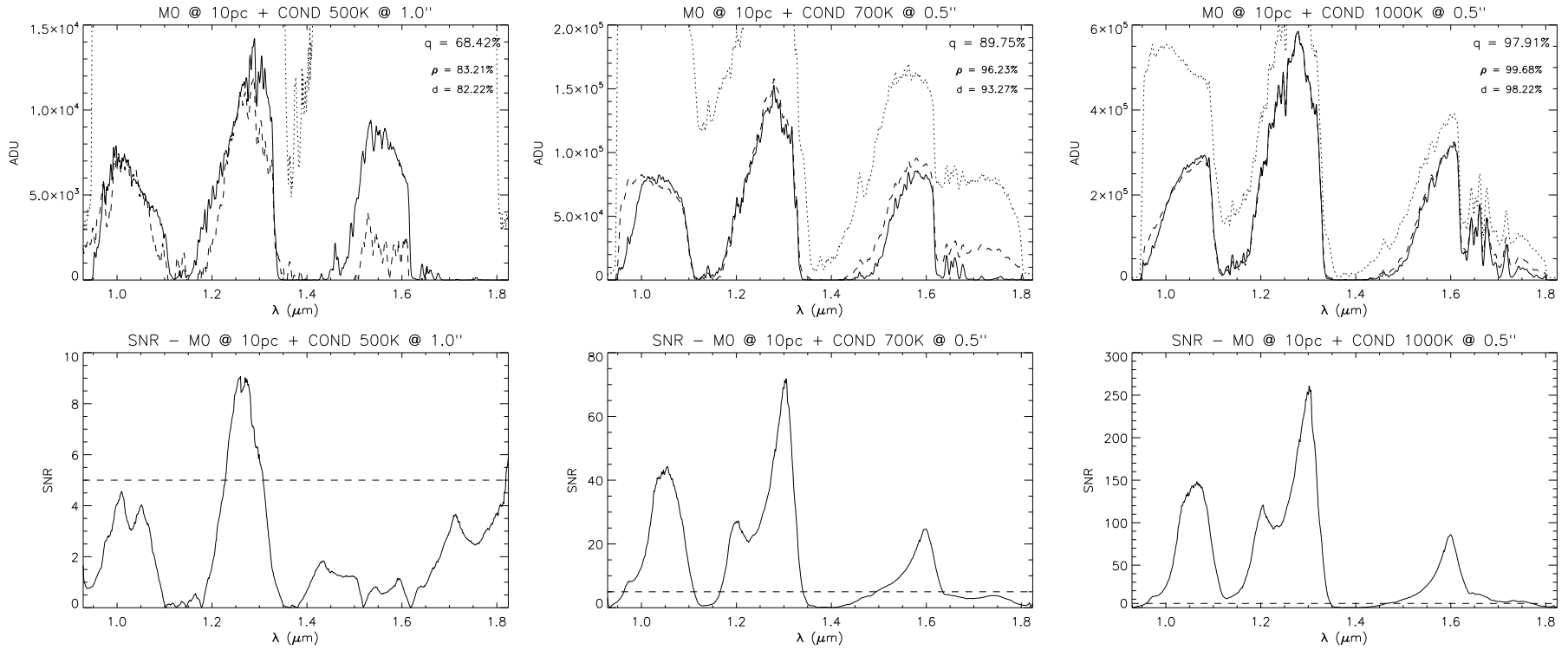


FIG. 4.15 – Mêmes graphiques que la Figure 4.14 pour le mode MRS.

de qualité  $q$  pour estimer l'influence de différents effets. Bien qu'il ne puisse être utilisé que dans des simulations (puisque il faut connaître le spectre planétaire en entrée) ce facteur est utile car il donne une unique valeur pour estimer la qualité d'extraction d'un spectre.

#### 4.4.3 Détermination de $T_{eff}$ et $\log g$

Dans cette section, nous allons voir avec quelle précision il est possible d'estimer les paramètres physiques  $T_{eff}$  et  $\log g$  d'une planète dont le spectre a été extrait, et la relation qu'il y a entre la précision sur ces paramètres et le facteur de qualité défini dans la Section 4.4.2.

Pour ce travail, un plus grand nombre de modèles que ceux simulés au départ et résumés dans la Tableau 4.1 est nécessaire. Des spectres ont donc été simulés systématiquement pour tous les modèles d'atmosphères planétaires inclus dans notre bibliothèque de spectres décrite dans la Section 3.1.3 autour d'étoiles de types M0 et G0 à 10 pc, et à des séparations angulaires de 0.5'', 1.0'' et 1.5''. Ces spectres ont ensuite été traités automatiquement avec la méthode d'analyse des données LSS, puis le spectre planétaire a été extrait à chacune des trois séparations puis comparé à la librairie de spectres pour déterminer les valeurs de  $T_{eff}$  et  $\log g$  approchant au mieux le spectre extrait.

La comparaison aux spectres contenus dans la bibliothèque a été effectuée suivant une procédure de minimisation des moindres carrés. Pour chaque spectre de la bibliothèque, les opérations suivantes ont été effectuées :

1. le spectre est rééchantillonné à la même résolution que le spectre extrait.
2. le spectre extrait et le spectre de la bibliothèque sont normalisés par leur valeur moyenne pour s'affranchir de la distance du système planétaire.
3. l'écart entre les deux est mesuré avec une statistique de moindres carrés en prenant en compte une possible variation de cet écart d'un facteur  $\alpha$  :

$$s^2 \equiv \frac{\sum_{i=1}^N [\alpha S_i^{\text{bibli}} - S_i^{\text{extrait}}]^2}{N}, \quad (4.9)$$

où  $S_i^{\text{bibli}}$  et  $S_i^{\text{extrait}}$  sont respectivement les valeurs des spectres de la bibliothèque et extrait dans l'intervalle spectral  $i$ , et  $N$  le nombre d'intervalles spectraux considérés. Pour s'affranchir des problèmes de transmission de l'atmosphère terrestre, seuls les intervalles spectraux où celle-ci est supérieure à 80% ont été considérés, ce qui correspond à ~50% du spectre en LRS, et ~75% du spectre en MRS.

4. la statistique est calculée pour différentes valeur de  $\alpha$  de 0.5 à 2.0 par étapes de 0.01, et la valeur  $\alpha_m$  minimisant  $s^2$  est conservée.

Une fois ces étapes effectuées pour tous les spectres, on conserve celui dont la statistique  $s^2$  est la plus petite, et on considère donc que les valeurs de  $T_{eff}$  et de  $\log g$  de ce modèle sont celles qui représentent au mieux celles du spectre extrait. Si le système et la suppression des speckles étaient parfaits, le modèle de la bibliothèque le plus proche du spectre extrait devrait pas conséquent être le modèle qui a été introduit dans la simulation au départ.

#### Erreur en fonction de $T_{eff}$

Étant donné que pour les modes LRS et MRS on dispose de plusieurs spectres avec des réalisations différentes des speckles quasi-statiques et atmosphériques, et que de plus pour un modèle

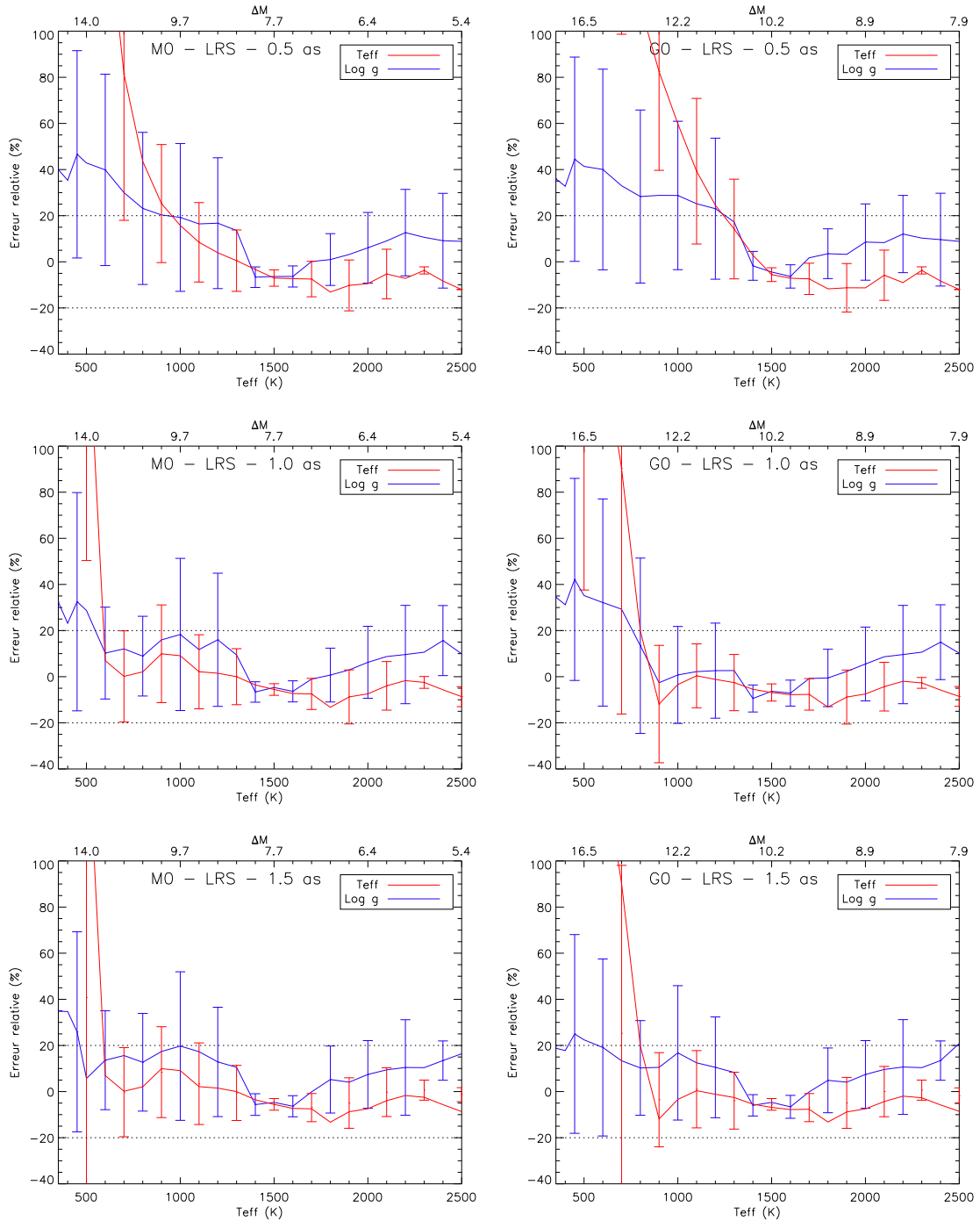


FIG. 4.16 – Erreur relative en mode LRS sur la détermination des paramètres physiques  $T_{eff}$  et  $\log g$  des planètes en fonction de  $T_{eff}$  à faible flux (gauche, M0 à 10 pc) et fort flux (droite, G0 à 10 pc) et à des séparations angulaires de 0.5'' (haut), 1.0'' (milieu) et 1.5'' (bas). Les lignes horizontales en pointillés marquent la limite de  $\pm 20\%$  d'erreur. L'axe des abscisses supérieur donne la différence de magnitude moyenne entre l'étoile et les modèles de  $T_{eff}$  égale à celle de l'axe des abscisses inférieur.

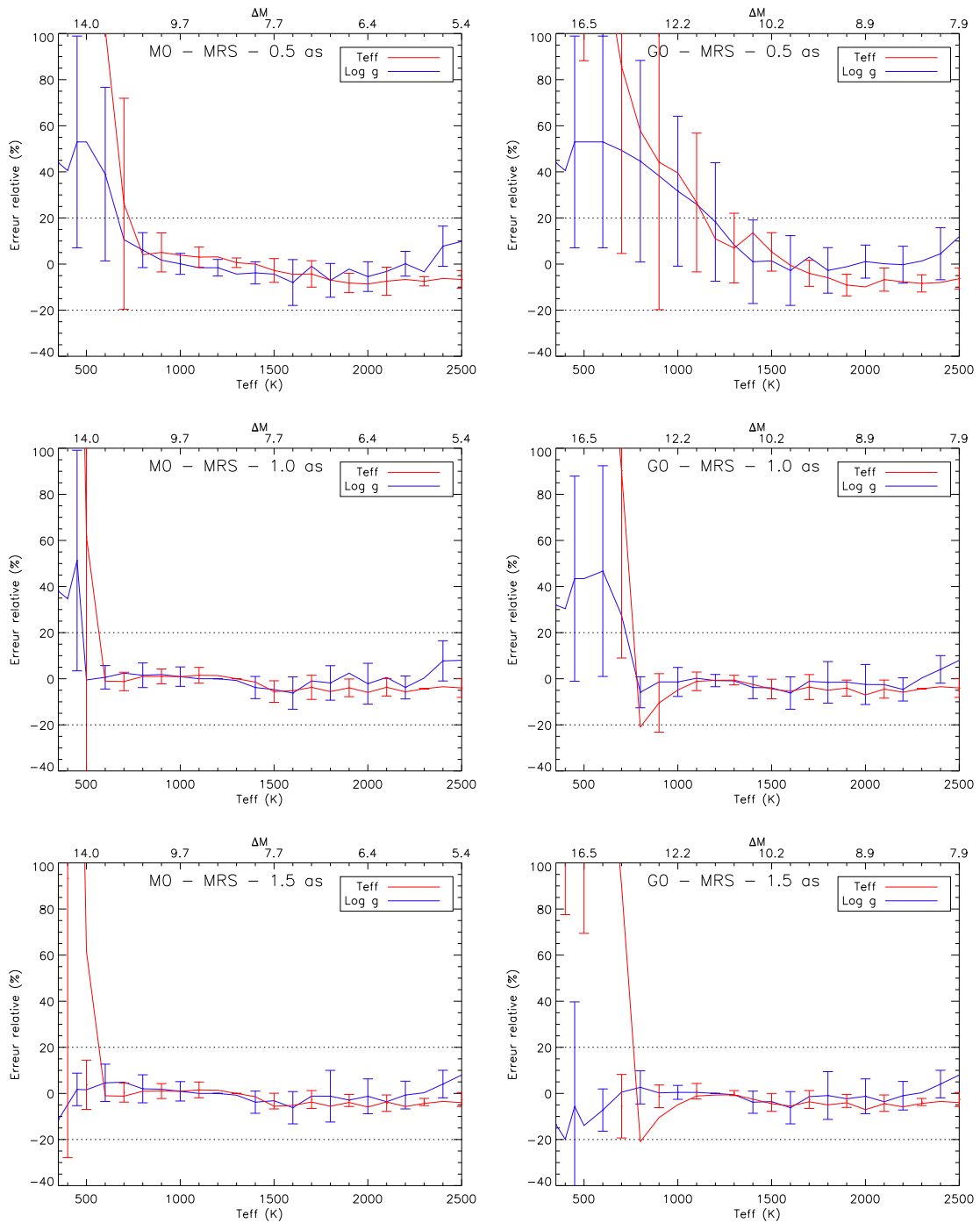


FIG. 4.17 – Mêmes graphiques que la Figure 4.16 pour le mode MRS.

à une  $T_{eff}$  donnée il existe plusieurs valeurs possibles de  $\log g$ , on peut calculer l'erreur faite sur les paramètres physiques de la planète et placer une barre d'erreur sur celle-ci. C'est le résultat de ces estimations qui est donné sur la Figure 4.16 pour le mode LRS et la Figure 4.17 pour le mode MRS. Comme précédemment les simulations ont été faites en fort et faible flux à des séparations angulaires de 0.5'', 1.0'' et 1.5''. L'erreur relative sur la détermination de  $T_{eff}$  et  $\log g$  est représentée en fonction de  $T_{eff}$ . En effet,  $T_{eff}$  est le principal paramètre qui va déterminer le contraste de la planète par rapport à l'étoile. Le contraste moyen pour les différents modèles ayant une même

$T_{eff}$  est représenté sur l'axe des abscisses supérieur de chaque graphique.

Ces figures permettent de tirer une conclusion importante : dès que le niveau de détection est meilleur que  $5\text{-}\sigma$ , l'erreur sur la détermination des paramètres physiques  $T_{eff}$  et  $\log g$  devient inférieure à 20%. En effet, on constate que les valeurs de  $T_{eff}$  pour lesquelles l'erreur est inférieure à 20% dans les différents cas de séparation et de flux correspondent environ aux  $T_{eff}$  des planètes qui sont détectés à  $5\text{-}\sigma$  ou plus d'après les Figures 4.12 et 4.13.

Plus en détail, on remarque que pour les faibles température, c'est à dire les grandes différences de magnitude par rapport à l'étoile, les valeurs de  $T_{eff}$  et  $\log g$  sont presque systématiquement surestimées, que ce soit en LRS ou en MRS. De plus, le comportement global aux différentes séparations et dans les deux régimes de flux est très similaire dans les deux modes. Ainsi, on constate que l'erreur relative sur  $T_{eff}$  diminue rapidement lorsque  $T_{eff}$  augmente, en particulier à des séparations angulaires de  $1.0''$  ou plus, avec un passage sous les 20% à des  $T_{eff}$  de  $\sim 600$  K en faible flux et  $\sim 800$  K en fort flux. A petite séparation angulaire, là où les résidus de speckles sont plus importants, le passage sous la barre des 20% d'erreur se fait à des températures légèrement plus élevées ( $\sim 1000$  K en faible flux,  $\sim 1200$  K en fort flux). L'erreur sur  $\log g$  suit un comportement relativement similaire à celle sur  $T_{eff}$ , bien que l'erreur maximale soit en général moins importante.

L'utilisation des différentes réalisations des speckles instrumentaux, et pour chaque  $T_{eff}$  l'utilisation de modèles ayant différentes valeur de  $\log g$  résulte dans des barres d'erreurs qui peuvent être relativement larges, en particulier pour les basses  $T_{eff}$ . Lorsque  $T_{eff}$  augmente, la taille des barres d'erreurs diminue, ne dépassant généralement pas  $\pm 10\%$  lorsque l'erreur sur  $T_{eff}$  ou  $\log g$  est sous la barre des 20%. Il faut cependant prendre en compte le fait que certains des modèles à basse température sont détectés à moins que  $5\text{-}\sigma$ , ce qui résulte nécessairement dans des restitutions de spectre de moins bonne qualité. Malgré ces larges barres d'erreur, la tendance globale qui se dégage reste similaire entre les différentes séparations et dans les différents régimes de flux. On note cependant que les barres d'erreur sont moins larges en MRS, ce qui montre clairement que la détermination de  $T_{eff}$  et  $\log g$  bénéficie de l'accroissement de la résolution.

### Erreur en fonction du facteur de qualité

Il est maintenant nécessaire de regarder comment cette erreur sur la détermination des paramètres physiques  $T_{eff}$  et  $\log g$  est reliée au facteur de qualité défini dans la Section 4.4.2. La Figure 4.18 représente l'erreur relative sur  $T_{eff}$  en fonction de la valeur du facteur de qualité en LRS et MRS à faible flux et fort flux. Seule une séparation angulaire de  $1.5''$  a été représentée car les résultats sont similaires aux autres séparations.

Dans les cas à faible flux, l'erreur relative sur  $T_{eff}$  passe sous la barre des 20% pour des facteur de qualité de  $\sim 80\%$ , alors qu'en fort flux la limite se situe plutôt pour des facteurs de qualité proche de  $\sim 60\%$ . Cette différence entre fort et faible flux vient du fait que l'erreur relative sur  $T_{eff}$  et la valeur du facteur de qualité sont toute les deux reliées au contraste global entre l'étoile et la planète, mais qu'un même contraste n'est pas atteint pour la même valeur de  $T_{eff}$  dans les deux cas. On en conclue donc que le coefficient de qualité défini plus haut peut être utilisé pour comparer les résultats sur l'erreur relative entre différents modèles d'atmosphère planétaire dans un même régime de flux, mais pas pour comparer les résultat avec des étoiles de magnitudes très différentes. Dans le suite nous allons donc utiliser comme limite sur le facteur de qualité  $\sim 80\%$  en faible flux, et  $\sim 60\%$  en fort flux, aussi bien en mode LRS que MRS. La taille des barres d'erreur pour les erreurs relatives supérieures à 20% étant relativement grandes, ces valeurs sont des estimations moyennes qui peuvent varier au cas par cas.

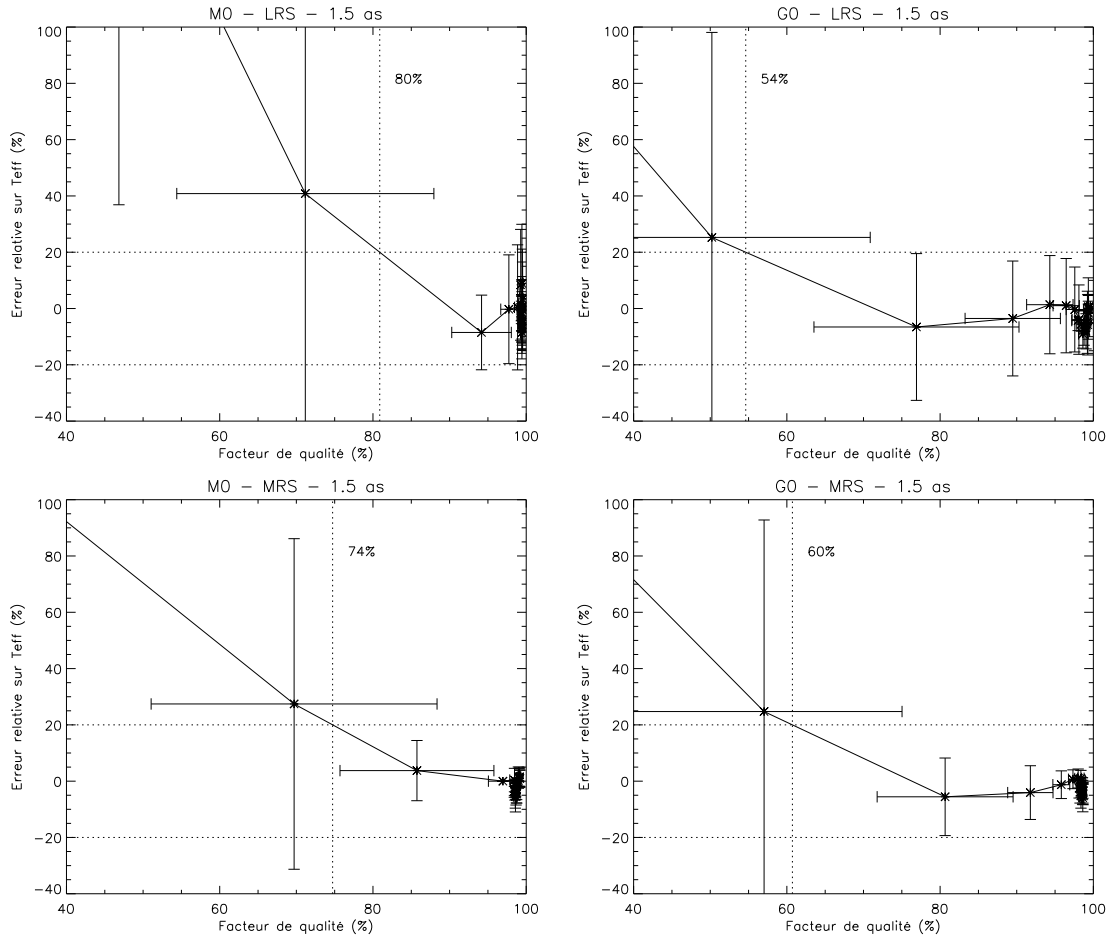


FIG. 4.18 – Erreur relative en mode LRS (haut) et MRS (bas) sur la détermination de  $T_{eff}$  en fonction du facteur de qualité défini dans la Section 4.4.2 à faible flux (gauche, MO à 10 pc) et fort flux (droite, GO à 10 pc) à une séparation angulaire de  $1.5''$ . Les lignes horizontales en pointillés marquent la limite de  $\pm 20\%$  d'erreur. La ligne verticale en pointillés donne la valeur du facteur de qualité au-dessus de laquelle l'erreur de détermination de  $T_{eff}$  devient inférieure à 20%.

On remarque également qu'un grand nombre de points sont rassemblés vers les très grandes valeurs de facteur de qualité qui représentent les spectres extraits de très bonne qualité. D'après les Figure 4.16 et 4.17, on sait que globalement pour des valeurs de  $T_{eff}$  supérieures à  $\sim 800$  K en faible flux et  $\sim 1000$  K en fort flux, l'erreur relative est inférieure à 20%. Les modèles ayant des  $T_{eff}$  entre ces valeurs et 2500 K (qui est la  $T_{eff}$  maximale incluse dans notre bibliothèque de spectres) sont donc rassemblés vers les faibles valeurs d'erreur relative et de grand coefficient de qualité. De plus comme on peut le voir dans le Tableau 3.7, environ 70% des modèles de notre bibliothèque ont une  $T_{eff}$  supérieure ou égale à 1000 K.

### Conclusions sur la détermination de $T_{eff}$ et $\log g$

Au vu des résultats de ces simulations on peut donc s'attendre à de bonnes performances jusqu'à des séparations de  $0.5''$  sur la détermination de  $T_{eff}$  et  $\log g$  en LRS comme en MRS. A cette séparation, le mode LRS va *a priori* permettre la caractérisation de planètes ayant des températures descendant jusqu'à  $\sim 1000$  K en faible flux et  $\sim 1200$  K en fort flux. A plus grande

séparation, on pourra espérer descendre jusqu'à  $\sim 600$  K en faible flux et  $\sim 800$  K en fort flux. Le mode MRS offre sensiblement les mêmes capacités, avec même une performance parfois un peu meilleure, en particulier à faible séparation angulaire en faible flux. Cette analyse permet d'affiner les résultats de l'analyse qualitative de la Section 4.4.1 qui semblaient prédire des résultats légèrement meilleurs, en particulier à petite séparation angulaire. Si on considère des systèmes assez jeunes âgés de  $\sim 10$  Man, on peut donc espérer caractériser des planètes de  $\sim 5 M_{\text{Jup}}$  à des séparation angulaires de l'ordre de  $0.5''$  en faible flux et entre  $0.5''$  et  $1.0''$  en fort flux. Pour des planètes de la masse de Jupiter, la limite se situe à des séparations un peu plus grandes :  $\sim 1.0''$  en faible flux, et probablement plus de  $2.0''$  en fort flux.

On peut également conclure que le facteur de qualité défini précédemment va nous permettre d'estimer l'influence de certains paramètres dans la suite, en utilisant comme valeurs limites 80% en faible flux et 60% en fort flux pour obtenir une détermination des paramètres physiques de la planète avec une erreur relative inférieure à 20%.

#### 4.4.4 Influence de la taille du masque planète dans l'analyse des données

Un des paramètres importants dans l'analyse des données, qui a déjà été évoqué dans la Section 4.2.2, est la taille du masque utilisé pour masquer la planète pour l'analyse des données. L'utilisation d'un tel masque est nécessaire dans le cas de planètes relativement brillantes par rapport au halo stellaire et aux speckles. En effet, lors du traitement des données, un ajustement en amplitude du spectre modèle est effectué sur les données pour estimer la contribution stellaire au spectre. Si la planète est très brillante, cet ajustement va être biaisé, et le signal de l'étoile sera mal estimé.

J'ai testé l'extraction du spectre pour différents modèles d'atmosphères planétaires en changeant la taille du masque afin de trouver la taille optimale qui permet la meilleure qualité d'extraction sans perte de performance. Les modèles d'atmosphère utilisés ont des  $T_{\text{eff}}$  de 600 K, 700 K, 900 K, 1200 K et 1700 K. Je me suis placé dans le cas du mode LRS en faible flux ( $M_0$  à 10 pc) et à une séparation angulaire de  $1.0''$ . La taille du masque a été variée de 0 à  $6 \lambda/D$ . Elle est mesurée en  $\lambda/D$  car la PSF de la planète change de taille proportionnellement avec la longueur d'onde, donc la taille du masque n'est pas constante. Les résultats sont présentés sur la Figure 4.19.

On distingue clairement deux régimes :

1. le cas de compagnons faibles ( $T_{\text{eff}} \lesssim 800$  K) qui ne peuvent pas être extraits de manière totalement satisfaisante à cause du bruit et des limites de la méthode
2. le cas de compagnons brillants ( $T_{\text{eff}} \gtrsim 800$  K) qui peuvent être extraits de manière optimale

Dans le premier cas, masquer la planète n'est presque pas nécessaire car cela n'a que peu d'effet sur le facteur de qualité (modèle à 700 K) ou dégrade presque la qualité de l'extraction (modèle à 600 K). Pour le modèle à 700 K, on observe une très légère variation qui reste inférieure à 1%, alors que pour le modèle à 600 K la qualité de l'extraction se dégrade fortement pour des masques plus larges que  $2\lambda/D$ , passant sous la barre des 80% à  $5 \lambda/D$ . Pour ces modèles à relativement basse température, on se trouve dans un régime où le bruit de speckles et les bruits intrinsèques au système sont réellement limitant, donc masquer une partie du signal va avoir un impact important sur les performances. Il faut donc soit ne pas utiliser de masque, soit utiliser un masque de taille optimale qui ne dégrade pas la qualité de l'extraction du signal de la planète.

Dans le second cas, pour des compagnons de température relativement élevée ( $T_{\text{eff}} \gtrsim 800$  K), on entre dans un autre régime où le signal des compagnons devient important par rapport au niveau du halo stellaire et aux speckles. Cette fois l'utilisation d'un masque pour la planète semble



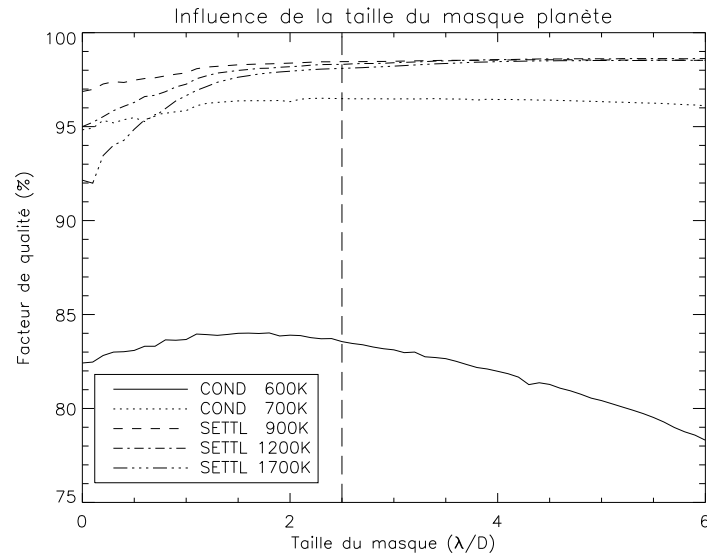


FIG. 4.19 – Étude de l’influence de la taille du masque planète sur le facteur de qualité pour les modèles d’atmosphères COND 600 K, COND 700 K, SETTL 900 K, SETTL 1200 K et SETTL 1700 K à 1.0'' autour d’une étoile de type M0 à 10 pc. Pour plus de clarté les barres d’erreur n’ont pas été représentées. Elles sont relativement constante pour chaque modèle et valent  $\sim 5\%$ ,  $\sim 2\%$ ,  $\sim 1\%$ ,  $\sim 1\%$  et  $\sim 1\%$  respectivement pour les modèles COND 600 K, COND 700 K, SETTL 900 K, SETTL 1200 K et SETTL 1700 K.

apporter un réel gain de performance, le facteur de qualité augmentant de 6.5% pour le modèle à 1700 K avec un masque de taille  $2.5 \lambda/D$ . Pour les modèles à 900 K et à 1200 K, l’amélioration du facteur de qualité est légèrement moins importante, mais tout de même notable sur l’intervalle 0 –  $2.5 \lambda/D$ . Pour des masques de plus grande taille que  $2.5 \lambda/D$  l’amélioration est minime comparée à celle observée entre 0 et  $2.5 \lambda/D$ .

L’origine de cette “limite” à  $2.5 \lambda/D$  se trouve dans l’énergie encerclée dans le pic de la PSF de la planète : avec un rapport de Strehl proche de 90%, plus de 75% de l’énergie de la PSF est contenue dans le premier anneau d’Airy (diamètre  $2.44 \lambda/D$ ). En masquant le pic dans l’analyse des données on va donc presque annuler l’influence que pourrait avoir la planète sur l’ajustement en amplitude du spectre modèle lors de l’évaluation de la contribution de l’étoile au spectre. Dans mon implémentation de la méthode d’analyse des données, j’ai donc choisi de prendre un taille de  $2.5 \lambda/D$  pour le masque. Avec une telle taille de masque, le facteur de qualité dans le cas de compagnons faibles ( $T_{eff} \lesssim 800$  K) va être légèrement amélioré, mais cette amélioration peut être considérée comme négligeable, et surtout il ne va pas subir de dégradation. Avec les compagnons plus brillants ( $T_{eff} \gtrsim 800$  K), l’utilisation de cette taille de masque améliore notablement le facteur de qualité. Avec des masque de plus grande taille, une légère amélioration est observée pour les compagnons brillants, mais une nette dégradation est obtenue sur les compagnons faibles. L’utilisation d’un masque plus grand que  $2.5 \lambda/D$  est donc à proscrire pour conserver une bonne estimation des speckles.

#### 4.4.5 Influence de la distribution d’énergie spectrale de l’étoile

Un autre aspect qu’il est possible d’étudier est l’impact sur l’analyse des données est l’impact de la distribution spectrale de l’énergie (SED, *Spectral Energy Distribution*) de l’étoile. Cela revient à vérifier qu’à même contraste global entre l’étoile et la planète la “forme” du spectre de

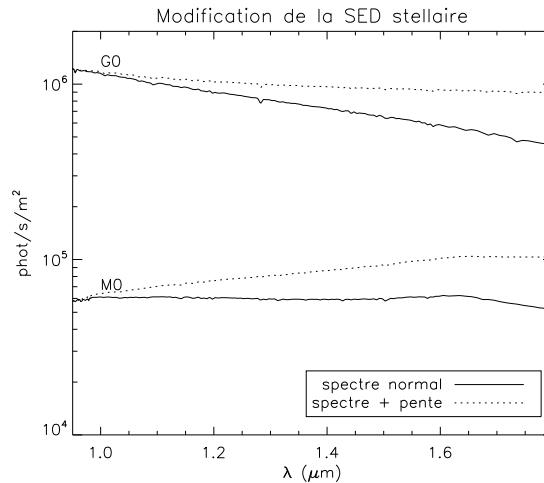


FIG. 4.20 – Spectres des étoiles M0 et G0 à 10 pc utilisés pour l'étude de la SED stellaire sur l'analyse des données. L'étude porte sur l'influence de l'ajout à la SED d'une pente globale du spectre (trait pointillé).

l'étoile n'a pas d'influence importante. Il ne s'agit pas ici d'un effet chromatique instrumental mais bien un effet physique sur le spectre de l'étoile. Jusqu'à présent nous avons utilisé la SED standard d'étoiles de la séquence principale de type M0 et G0, donnée par les modèles théoriques de Kurucz (Kurucz 1979; Castelli & Kurucz 2003). Si on considère la SED connue, on peut étudier ce qui se passe lors de la modification de cette SED, ce qui correspondrait physiquement à un changement de la  $T_{eff}$  de l'étoile. En particulier nous avons étudié l'influence la présence d'une pente globale sur le spectre. Les SED ont donc été modifiées pour tenir compte de cette anomalie, et les spectres résultants sont représentés sur la Figure 4.20 pour des étoiles à une distance de 10 pc. L'expression de la SED modifiée est :

$$SED'(\lambda) = SED_0(\lambda) + \frac{S(2.3 \mu m)}{2.3 - 0.95}(\lambda - 0.95) \quad (4.10)$$

où  $SED_0$  est la SED théorique. L'effet de cette pente est de doubler la valeur du flux stellaire dans la partir rouge du spectre.

Des spectres ont été calculés avec cette nouvelle photométrie stellaire, et l'analyse des données a été effectuée en LRS et en MRS avec ces spectres et des planètes à  $1.0''$  ayant comme modèles d'atmosphères COND 500 K (faible flux uniquement), COND 700 K, SETTL 900 K et SETTL 1200 K. Ces modèles ont été choisis pour représenter différentes valeurs du facteur de qualité. Les résultats sont présentés sur la Figure 4.21 pour les deux modes LRS et MRS.

On constate que ces variations du spectre stellaire ont une influence négligeable en LRS sur la performance de l'analyse des données et de l'extraction du spectre. En MRS l'effet est plus visible, en particulier pour les faibles valeurs du facteur de qualité où on observe une perte de l'ordre de 10% en faible flux comme en fort flux. Cependant, pour les plus grandes valeurs du facteur de qualité l'influence d'une pente sur le spectre de l'étoile diminue. On peut donc en conclure que le spectre de l'étoile n'a pas d'impact important sur l'analyse des données et qu'à contraste étoile/planète constant, on peut donc s'attendre à une précision équivalente sur la détermination de  $T_{eff}$  et  $\log g$ .

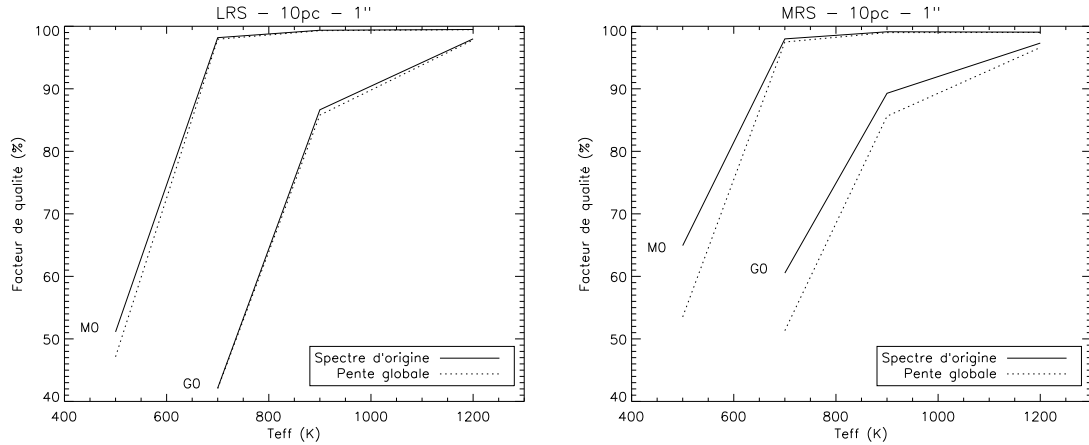


FIG. 4.21 – Valeur du facteur de qualité en fonction de  $T_{eff}$  pour un spectre stellaire standard (trait plein) et un spectre stellaire comportant une pente globale (trait pointillé). Ces mesures ont été effectuées pour les deux modes LRS et MRS, à faible et fort flux (M0 et G0 à 10 pc) et pour des modèles d’atmosphère COND 500 K (faible flux uniquement), COND 700 K, SETTL 900 K et SETTL 1200 K à une séparation angulaire de  $1.0''$ .

#### 4.4.6 Erreurs sur la calibration en longueur d’onde

Nous allons maintenant étudier l’influence d’une erreur sur la calibration en longueur d’onde. Durant l’étude de la méthode d’analyse des données on a considéré qu’on connaît parfaitement pour chaque pixel  $i$  dans le spectre la longueur d’onde à laquelle il correspond  $\lambda_i$ . Cette connaissance est issue d’une procédure de calibration qui sera décrite dans l’Annexe C, et qui a une précision finie. Il est donc important de connaître l’impact scientifique d’une possible erreur sur cette procédure de calibration. Comme expliqué dans la Section 4.1, les simulations du mode LSS ont été effectuées à intervalle spectral  $\Delta\lambda$  constant, donc la loi de variation de la longueur d’onde est linéaire :

$$\lambda_i = \lambda_0 + i \Delta\lambda \quad (4.11)$$

où  $\lambda_i$  est la longueur d’onde du pixel  $i$  et  $\lambda_0$  la longueur d’onde la plus petite dans le spectre. Deux types d’erreurs peuvent donc intervenir dans le cas d’une telle loi :

1. une erreur sur la longueur d’onde de “référence”  $\lambda_0$ , qui va introduire un décalage systématique de toutes les longueurs d’onde
2. une erreur sur l’intervalle spectral  $\Delta\lambda$ , c’est à dire sur la pente de la loi de répartition

De manière similaire à l’étude de la taille optimale du masque planète dans l’analyse des données, j’ai testé en LRS l’extraction du spectre pour différents modèles d’atmosphères planétaires en introduisant une erreur sur la calibration en longueur d’onde. Les modèles d’atmosphère utilisés ont des  $T_{eff}$  de 600 K, 700 K, 900 K, 1200 K et 1700 K. Je me suis placé dans le cas du mode LRS, pour une étoile de type M0 à 10 pc et à une séparation angulaire de  $1.0''$ . Les résultats sont présentés sur les Figures 4.22 et 4.23.

La Figure 4.22 montre l’effet d’un décalage systématique à toutes les longueurs d’onde pour les différents modèles. Des erreurs de  $\pm 10$  nm ont été introduites par pas de 0.1 nm, ce qui correspond à une erreur de calibration de l’ordre de l’intervalle spectral couvert par un pixel, et le facteur

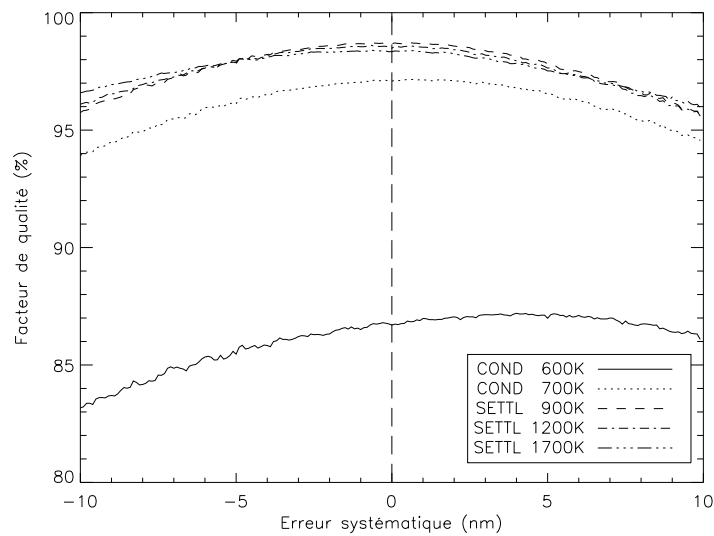


FIG. 4.22 – Étude de l'influence sur le facteur de qualité d'un décalage systématique de la calibration en longueur d'onde pour les modèles d'atmosphères COND 600 K, COND 700 K, SETTL 900 K, SETTL 1200 K et SETTL 1700 K à  $1.0''$  autour d'une étoile de type M0 à 10 pc.

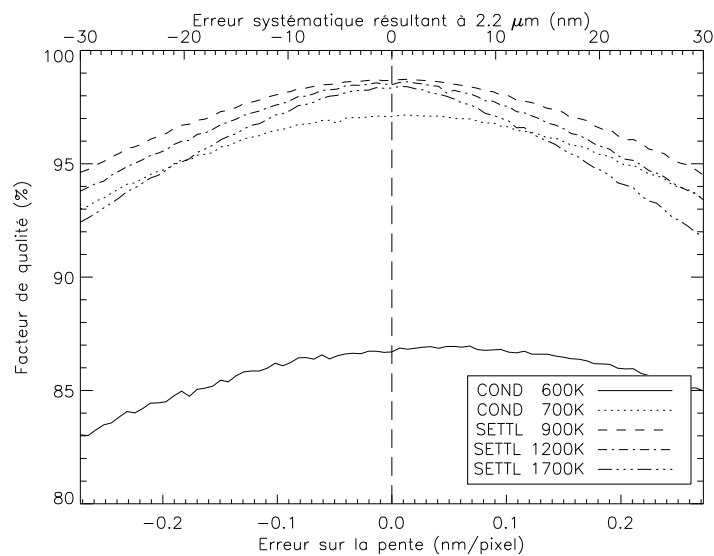


FIG. 4.23 – Étude de l'influence sur le facteur de qualité d'une erreur sur la pente de la calibration en longueur d'onde pour les modèles d'atmosphères COND 600 K, COND 700 K, SETTL 900 K, SETTL 1200 K et SETTL 1700 K à  $1.0''$  autour d'une étoile de type M0 à 10 pc. L'axe des abscisses inférieur donne l'erreur sur la pente, et l'axe des abscisses supérieur donne le décalage à  $2.2 \mu\text{m}$  induit par cette erreur de pente.

de qualité a été tracé en fonction de cette erreur. Pour plus de clarté les barres d'erreur n'ont pas été représentées mais elles sont relativement constante pour chaque modèle et valent  $\sim 4\%$ ,  $\sim 0.7\%$ ,  $\sim 0.25\%$ ,  $\sim 0.2\%$  et  $\sim 0.2\%$  respectivement pour les modèles COND 600 K, COND 700 K, SETTL 900 K, SETTL 1200 K et SETTL 1700 K. Globalement, l'effet d'une telle erreur de  $\pm 10$  nm est une perte entre 2% et 3% sur le facteur de qualité, pratiquement symétrique par rapport au cas où l'erreur est nulle, ce qui se traduit par une erreur faible sur la détermination de  $T_{eff}$  et  $\log g$  si on

se réfère aux résultats de la Section 4.4.3.

On constate que cette perte ne dépend que peu de la température du compagnon, l'effet étant identique pour tous les modèles. La diminution du facteur de qualité est attribuable à la perte de corrélation entre le spectre extrait et le spectre de départ (facteur  $\rho$  dans l'Équation 4.8) car les éléments caractéristiques du spectre comme les pics d'émission se retrouvent désalignés. Pour le modèle à 600 K, la FWHM du pic d'émission en bande H est  $\sim 108$  nm, donc une erreur de calibration de 10 nm va produire une erreur de  $\sim 9\%$  sur la position réelle du pic. Une telle erreur de calibration peut être corrigée par une simple translation du spectre pour retrouver la qualité optimale (quand on travaille à intervalle spectral constant).

La Figure 4.23 présente quant à elle les résultats en introduisant une erreur sur la pente de la calibration en longueur d'onde. Des erreurs de  $\pm 2\%$  sur la pente ont été introduites par pas de 0.05%, ce qui correspond à une erreur systématique d'environ 1 intervalle spectral en bande H. Dans le cas du mode LRS considéré ici, on obtient une variation de la pente entre 13.328 nm/pix à 13.872 nm/pix par pas de  $6.8 \times 10^{-3}$  nm/pix, la pente optimale étant de 13.57 nm/pix. Les résultats sont très similaires à ceux induits par un décalage systématique. La perte sur le facteur de qualité reste faible, allant de  $\sim 3\%$  pour le modèles à 600 K à  $\sim 6\%$  sur le modèle le plus chaud à 1700 K. Il apparaît que l'effet est d'autant plus important que la  $T_{eff}$  du modèle est importante. Mais dans tous les cas, on reste largement au-dessus de la limite des 80% du facteur de qualité qui permet *a priori* une caractérisation de  $T_{eff}$  avec une erreur inférieure à 20%. De plus, comme nous allons voir dans l'Annexe C, la calibration en longueur d'onde en LRS peut être effectuée avec une précision de l'ordre des petites erreurs introduites ici.

Ces résultats sont transposables au mode MRS à une échelle environ 10 fois plus faible. On pourra ainsi tolérer des erreurs systématiques de l'ordre de 1 à 1.5 nm sans constater de perte majeur sur le facteur de qualité et donc sur la détermination de  $T_{eff}$  et  $\log g$ . On pourra également tolérer une erreur sur la pente qui produise une erreur systématique de quelques nanomètres en bande K. Cependant comme nous le verrons dans l'Annexe C la calibration en longueur d'onde en MRS peut être effectuée avec une précision largement supérieure à ces erreurs.

#### 4.4.7 Influence d'un décentrement de la PSF planétaire dans la fente

Jusqu'à présent on a supposé que la PSF de la planète est parfaitement centrée dans la fente, et que la majorité de l'énergie de la PSF planétaire se retrouve dans le plan du détecteur, procurant ainsi le SNR maximal. En pratique, le centrage de la PSF planétaire dans la fente est une tâche délicate compte tenu de la largeur relativement faible des fentes : 120 mas en LRS (9.8 pix) et 90 mas en MRS (7.4 pix). J'ai donc étudié l'influence d'un décentrage de la PSF de la planète dans la fente en fonction de la longueur d'onde.

La Figure 4.24 présente la variation d'énergie contenue dans la fente en fonction de la longueur d'onde pour les modes LRS et MRS. Sans décentrement on constate une diminution relativement constante de l'énergie contenue dans la fente en fonction de la longueur d'onde qui correspond à l'élargissement de la taille de la PSF. L'énergie contenue passe d'environ 90% à  $1.0 \mu\text{m}$  à 85% à  $2.3 \mu\text{m}$ . Les profils en LRS et en MRS sont pratiquement identiques. Lorsqu'on introduit un léger décentrement de 5, 10, puis 13 mas, on assiste à une diminution de l'énergie contenue dans la fente. Mais cette diminution n'est pas constante avec la longueur d'onde. Dans la gamme  $1.0 - 1.3 \mu\text{m}$  et dans la gamme  $2.0 - 2.3 \mu\text{m}$  on a une perte d'énergie qui va jusqu'à  $\sim 2\%$  pour un décentrement de 13 mas. Dans la gamme  $1.6 - 1.9 \mu\text{m}$ , le décentrement de la PSF n'apporte pas de perte visible sur l'énergie. En effet, dans cette gamme de longueur d'onde la position de la PSF par rapport à la fente est telle que l'énergie perdue par la partie du pic central qui est coupée par

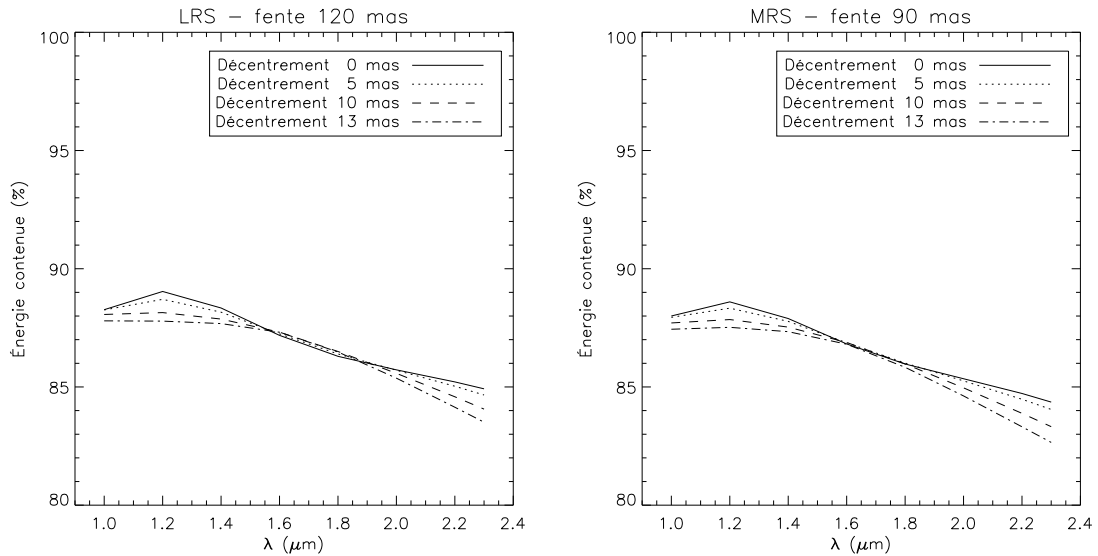


FIG. 4.24 – Énergie contenue dans la fente en fonction de la longueur d’onde pour différentes valeurs de décentrages de la PSF planétaire dans la fente en mode LRS (gauche) et MRS (droite).

la fente est compensée presque exactement par l’énergie supplémentaire apportée par le premier anneau d’Airy qui entre à l’intérieur de la fente dans la direction opposée au décentrage.

Globalement, le décentrage de la PSF planétaire dans la fente introduit une perte relative d’énergie. Pour un décentrage de 13 mas, qui correspond à la taille d’un pixel sur le détecteur, cette perte peut monter jusqu’à 2% aux plus grandes longueurs d’ondes. Si on considère le bruit résiduel des speckles constant, une perte de 2% d’énergie contenue dans la fente se traduit directement en une perte de 2% sur le SNR. On peut cependant espérer ne pas atteindre de tels décentrages lorsque la position de la planète est suffisamment bien connue par rapport à celle de l’étoile, et donc supposer qu’un décentrage inférieur au pixel n’aura pas d’impact majeur sur le SNR et sur les performances en caractérisation. Enfin, un décentrage de la PSF va se traduire par une erreur systématique sur la longueur d’onde puisque le spectre de la planète va être décalé par rapport à la calibration en longueur d’onde qui suppose que la planète est parfaitement centrée. D’après la Section 4.4.6, l’effet devrait rester négligeable tant que le décentrage reste inférieur à 7 mas (7 mas = 0.57 pix = 10.3 nm) en LRS. Au-delà, la détermination de  $T_{eff}$  et  $\log g$  pourrait être entachée d’une erreur importante.

## 4.5 Conclusion sur la caractérisation des planètes par spectroscopie

Dans ce chapitre j’ai présenté le travail que j’ai effectué sur le mode spectroscopie longue fente de IRDIS qui sera utilisé en complément du mode DBI pour la caractérisation des exoplanètes découvertes avec SPHERE. Les points essentiels de mon travail sont les suivants :

- J’ai simulé différents spectres représentant des spectres basse et moyenne résolution, couvrant respectivement les bandes YJHK (mode LRS) et YJH (mode MRS). La photométrie des spectres a été calculée pour représenter des cas de fort flux (étoile G0 à 10 pc) et de faible flux (étoile M0 à 10 pc) avec des planètes de  $T_{eff}$  comprises entre 400 et 2500 K.

- J’ai utilisé ces spectres pour développer une méthode d’analyse des données en LSS qui a fait l’objet d’une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* (Vigan et al. 2008, Annexe B).
- J’ai testé les performances de cette méthode en terme d’atténuation du bruit de speckles et j’ai montré :
  - que les performances sont similaires en modes LRS et MRS lorsque les données sont limitées par les speckles
  - que l’atténuation par rapport au profil coronographique est de l’ordre de 3 à 4 mag en bande J dès 0.3'', de 3 à 4 mag en bande H à partir de 0.5'' et seulement 2 à 3 mag en bande K à partir de 0.7''.
  - qu’en fort flux l’atténuation est limitée par le bruit de speckles à toutes les longueurs d’onde.
  - qu’en faible flux le bruit thermique du ciel vient limiter les performances en bande K en LRS, et dès la bande J en MRS.
- J’ai testé l’influence du temps d’intégration, et j’ai montré que dans le cadre de notre simulation ne comportant pas d’évolution temporelle l’augmentation du temps d’intégration n’a d’influence que dans le cas où l’atténuation est limitée par le bruit du ciel.
- J’ai mesuré la détectabilité à 5- $\sigma$  des planètes simulées en fonction de la longueur d’onde après utilisation de ma méthode d’analyse. J’ai montré :
  - qu’en faible flux on est en mesure de mesurer tout ou partie du spectre de planètes ayant  $T_{eff} \gtrsim 700$  K à partir de 0.5'', et  $T_{eff} \gtrsim 500$  K à partir de 1.0''.
  - qu’en fort flux on est en mesure de mesurer tout ou partie du spectre de planètes ayant  $T_{eff} \gtrsim 1000$  K à partir de 0.5''.
- J’ai défini un facteur de qualité pour l’extraction des spectres qui m’a permis d’étudier l’erreur effectuée sur la mesure des paramètres physiques  $T_{eff}$  et  $\log g$  des planètes, et de montrer :
  - qu’en faible flux on obtient une erreur inférieure à 20% pour des planètes ayant  $T_{eff} \gtrsim 1000$  K à partir de 0.5'', et  $T_{eff} \gtrsim 600$  K à partir de 1.0''.
  - qu’en fort flux on obtient une erreur inférieure à 20% pour des planètes ayant  $T_{eff} \gtrsim 1200$  K à partir de 0.5'', et  $T_{eff} \gtrsim 800$  K à partir de 1.0''.
  - qu’une valeur du facteur de qualité de  $\sim 80\%$  en faible flux et  $\sim 60\%$  en fort flux correspond approximativement à des erreurs de 20% sur la détermination des valeurs de  $T_{eff}$  et  $\log g$ .
- J’ai étudié l’influence de la taille du masque qui est appliqué sur le signal de la planète lors de l’utilisation de ma méthode d’analyse des données, et j’ai montré qu’une taille de  $2.5\lambda/D$  permet d’obtenir les performances optimales.
- J’ai montré que la distribution de l’énergie spectrale de l’étoile n’a pas d’influence significative sur l’analyse des données.
- J’ai étudié l’influence d’erreurs sur la calibration en longueur d’onde et j’ai montré que des erreurs systématiques de  $\pm 10$  nm n’ont pas d’influence importante sur l’analyse des données, le facteur de qualité restant supérieur à 80% en faible flux dans tous les cas étudiés. J’ai également montré qu’une erreur sur la pente de la loi de calibration spectral n’a pas

d'effet important dans ces mêmes cas.

- J'ai mesuré l'influence d'un décentrement de la PSF de la planète dans la fente en fonction de la longueur d'onde et j'ai montré que jusqu'à un décentrement de  $\sim 1$  pixel, l'effet sur l'énergie contenue dans la fente, et donc sur le SNR, est négligeable.
- Enfin, j'ai proposé une adaptation de ma méthode d'analyse des données sur le mode spectroscopie longue fente de NACO qui est présentée dans l'Annexe **D**.





## Chapitre 5

# Stratégie pour la caractérisation des exoplanètes avec IRDIS

Dans les deux précédents chapitres j’ai présenté les performances de IRDIS en caractérisation des exoplanètes dans des cas idéaux en imagerie et en spectroscopie. Dans ce dernier chapitre je vais présenter les tests en aveugles qui ont été fait en DBI et en LRS sur une cinquantaine de cas. Les résultats obtenus à partir de ces tests en aveugle marquent une première étape pour mettre en évidence les difficultés et les biais qui peuvent passer inaperçus quand on se place dans des conditions idéales, mais qui vont nécessairement apparaître sur de vraies données. A partir de ces résultats je tenterai de proposer une stratégie pour la caractérisation avec IRDIS.

### 5.1 Présentation des tests en aveugle

Le travail de ce chapitre est basé sur des tests en aveugle qui ont été réalisés par Claire Moutou (LAM) en mode DBI dans les bandes Y, J, H et K, et en mode spectroscopie basse résolution (LRS). 53 cas différents ont été simulés qui incluent :

- des planètes et des naines brunes ayant  $400\text{ K} \leq T_{eff} \leq 1700\text{ K}$  et  $\log g = 5.0$
- des étoiles de fond de type spectral F0, G0, K0, M0 ou M5
- des cas sans planète ni étoile de fond

Le Tableau 5.1 représente l’ensemble des cas qui ont été simulés avec les différents paramètres utiles. Les objets ont été simulés entre 0.3'' et 2.0''. Le paramètre “Angle” désigne la position angulaire autour de l’étoile par rapport à une position de référence arbitraire définie par la simulation. La plupart des étoiles considérées comportent au moins la simulation d’un contaminant stellaire ou d’une planète. Il existe de plus quelques cas où aucun objet n’a été ajouté. Ces derniers cas sont utiles pour vérifier s’il est possible d’obtenir des “faux positifs”, c’est-à-dire détecter un objet alors qu’il n’y en a pas. Le temps d’intégration utilisé pour la LRS est supérieur de 30% à celui utilisé en imagerie.

L’analyse des tests en aveugle va être présentée sous trois aspects. Tout d’abord la détection proprement dite avec la détermination de la position de l’objet dans l’image. Cette partie concerne aussi bien les planètes que les contaminants stellaires. Ensuite la caractérisation en mode DBI avec l’estimation du flux des objets dans les différentes paires de filtres, la détermination de l’erreur commise sur cette mesure et la recherche des modèles pouvant correspondre dans notre bibliothèque de modèles. Et enfin la caractérisation en mode LRS de manière similaire à celle effectuée en mode DBI. Bien entendu, lors de l’analyse des différents cubes de données, le contenu de

TAB. 5.1 – Paramètres d'entrée des tests en aveugles

Type Spectral	Distance (pc)	T <sub>int</sub> (h)	Nom	Objet	Sép. (as)	Angle (deg)	T <sub>eff</sub> (K)	log g (dex)	Contraste <sup>a</sup> (mag)
F0	19	3 h 20	C1	Planète	0.42	29.4	600	5.0	14.8
F0	19	3 h 20	C2	Planète	0.42	54.4	500	5.0	16.1
F0	19	3 h 20	C3	-	-	-	-	-	-
F0	19	3 h 20	C4	Étoile	0.92	72.1	4500	4.5	11.8
F0	19	3 h 20	C5	Planète	0.42	133.4	700	5.0	13.4
F0	19	3 h 20	C6	Planète	0.42	89.4	700	5.0	14.1
F0	35	2 h 23	C1	Planète	0.89	100.8	500	5.0	16.1
F0	35	2 h 23	C2	Planète	0.60	48.8	600	5.0	14.8
F0	35	2 h 23	C3	-	-	-	-	-	-
F0	35	2 h 23	C4	Planète	0.94	15.4	1000	5.0	12.0
F0	35	2 h 23	C5	Étoile	1.62	78.2	4500	4.5	13.6
F0	35	2 h 23	C6	Planète	1.23	189.3	1700	5.0	9.4
F0	40	2 h 38	C1	Planète	1.73	62.0	600	5.0	14.8
F0	40	2 h 38	C2	Planète	0.95	317.0	700	5.0	13.4
F0	40	2 h 38	C3	-	-	-	-	-	-
F0	40	2 h 38	C4	Planète	0.60	201.0	1200	5.0	10.3
F0	40	2 h 38	C5	Étoile	1.18	122.0	3750	4.5	13.6
F0	40	2 h 38	C6	Étoile	1.64	67.0	4500	4.5	11.2
F0	40	2 h 38	C7	Étoile	0.93	34.0	6700	5.0	11.6
G0	25	2 h 20	C1	Planète	0.88	47.9	600	5.0	13.8
G0	25	2 h 20	C2	Étoile	0.88	127.9	3750	4.5	14.5
G0	25	2 h 20	C3	Planète	1.00	98.3	700	5.0	12.4
G0	25	2 h 20	C4	Planète	0.44	141.2	1700	5.0	8.4
G0	25	2 h 20	C5	-	-	-	-	-	-
G0	25	2 h 20	C6	Planète	1.56	81.9	700	5.0	13.2
G0	25	2 h 20	C7	Étoile	1.19	7.9	3300	4.5	14.2
K0	3.2	2 h 13	C1	Planète	0.31	32.9	700	5.0	12.4
K0	3.2	2 h 13	C2	Planète	1.56	131.3	700	5.0	12.4
K0	3.2	2 h 13	C3	Planète	0.31	62.9	700	5.0	11.7
K0	3.2	2 h 13	C4	Planète	1.56	101.3	700	5.0	11.7
K0	33	3 h 36	C1	Planète	1.12	29.7	400	5.0	16.5
K0	33	3 h 36	C2	Étoile	0.97	113.2	6700	5.0	8.8
K0	33	3 h 36	C3	Planète	0.76	120.3	550	5.0	13.1
K0	33	3 h 36	C4	Planète	0.67	92.7	900	5.0	10.8
K0	33	3 h 36	C5	Étoile	1.34	88.3	3750	4.5	11.1
K0	33	3 h 36	C6	-	-	-	-	-	-
K0	33	3 h 36	C7	Planète	0.55	56.8	1200	5.0	8.6
K0	33	3 h 36	C8	-	-	-	-	-	-
M0	5	2 h 30	C1	-	-	-	-	-	-
M0	5	2 h 30	C2	Planète	0.60	134.7	400	5.0	15.0
M0	5	2 h 30	C3	Étoile	0.76	74.7	3300	4.5	14.7
M0	5	2 h 30	C4	Planète	0.40	44.9	500	5.0	12.9
M0	5	2 h 30	C5	Planète	0.60	5.4	600	5.0	11.6
M0	5	2 h 30	C6	-	-	-	-	-	-
M0	5	2 h 30	C7	Planète	0.40	189.1	1200	5.0	7.1
M0	5	2 h 30	C8	Étoile	1.23	121.8	6700	5.0	11.4
M0	12	3 h 16	C1	Planète	1.25	23.5	550	5.0	11.6
M0	12	3 h 16	C2	Planète	1.42	61.2	600	5.0	11.6
M0	12	3 h 16	C3	Planète	0.92	235.3	700	5.0	10.2
M0	12	3 h 16	C4	Planète	0.50	31.5	1700	5.0	6.2
M0	12	3 h 16	C5	Étoile	0.83	47.9	6700	5.0	7.3
M0	12	3 h 16	C6	-	-	-	-	-	-
M0	12	3 h 16	C7	Étoile	1.06	89.3	4500	4.5	11.5

<sup>a</sup> Contraste en bande H.

chaque cube était totalement inconnu à chaque étape, c'est à dire en terme de position de l'objet (pour la détection) ou de sa nature (pour la caractérisation).

## 5.2 Détection des tests en aveugle

La détection d'un objet dans un cube d'image par une des méthodes d'analyse des données, ADI ou SDI+ADI, constitue la première étape. C'est elle qui va conditionner la découverte d'un objet et son éventuelle caractérisation en mode DBI ou LRS.

### 5.2.1 Procédure de détection

La détection s'effectue en plusieurs étapes successives qui permettent d'affiner le résultat jusqu'à obtenir un résultat optimal. Pour chaque cube de données, la première étape consiste à appliquer les méthodes d'analyse ADI et SDI+ADI. Pour l'ADI, j'ai conservé l'analyse dans des anneaux dont les limites se situent à 0.1'', 0.35'', 0.75'', 1.25'', 1.75'' et 2.25''. Après ce premier traitement, des cartes de SNR sont calculées pour l'ADI à  $\lambda_0$ , l'ADI à  $\lambda_1$  et pour le SDI+ADI sur le modèle de celles présentées dans la Section 3.3.3. Ces cartes sont ensuite seuillées à  $3\text{-}\sigma$  ou  $5\text{-}\sigma$ . Dans la plupart des cas, seul le seuillage à  $5\text{-}\sigma$  a été utilisé, mais parfois l'analyse des cartes de SNR à l'œil semblait révéler la présence un objet juste sous la limite des  $5\text{-}\sigma$ , et sur ces cartes un niveau de seuillage à  $3\text{-}\sigma$  a été utilisé pour confirmer ou infirmer la détection.

Avec cette première étape, la position approximative des objets détectés au-dessus du seuil peut être déterminée avec une précision de l'ordre de quelques pixels (quelques dizaines de millisecondes d'arc). L'analyse des données en ADI et SDI+ADI est alors à nouveau exécutée en optimisant la soustraction des speckles dans un anneau centré sur la séparation de l'objet (voir Section 3.2.2 pour la définition exacte des anneaux d'optimisation). De cette manière on s'assure que la PSF de l'objet détecté n'est pas à cheval entre deux anneaux successifs, et que les speckles sont soustraits de manière optimale pour cette séparation angulaire. La détection des objets est ensuite à nouveau effectuée sur les cartes de SNR des données issues de cette optimisation. La position précise des objets est ensuite estimée sur les données en ajustant une fonction gaussienne sur le pic de la PSF de l'objet détecté.

### 5.2.2 Limites de détection

Le Tableau 5.2 présente de manière détaillée la détection des objets introduits dans les tests en aveugle. L'intitulé des colonnes donnant un nom de filtre seul correspond aux données traitées par ADI dans ce filtre, et un nom de paire de filtres aux données traitées par SDI+ADI dans cette paire. Dans les cas où l'objet est détecté, la valeur du seuillage ( $3$  ou  $5\text{-}\sigma$ ) est indiquée. L'absence de détection est signalée par la marque “-”. Les lignes en caractères gras correspondent au cas où aucun objet n'avait été introduit dans les données. Dans ces cas-là, on constate que ni la méthode ADI, ni la méthode SDI+ADI ne fait apparaître de faux positifs, quelle que soit la paire de filtres considérés. Dans le cadre de nos tests en aveugle nous avons donc un taux de fausse alarme de 0%. Dans les cas où il y a bien un objet, on parvient à détecter 91% des objets avec la paire H2H3, 82% avec Y2Y3, 87% avec J2J3 et 64% avec la paire K1K2. On constate que lorsqu'un objet est détecté dans la paire H2H3, il l'est dans la plupart des cas également dans les paires Y2Y3 et J2J3, excepté dans le cas de l'étoile F0 à 19 pc qui correspond à un cas de très fort flux. Les résultats avec la paire K1K2 sont plus mitigés puisque beaucoup d'objets effectivement détectés avec la paire H2H3 ne le sont pas avec la paire K1K2 (30% des cas). On constate également qu'en H2H3 les objets



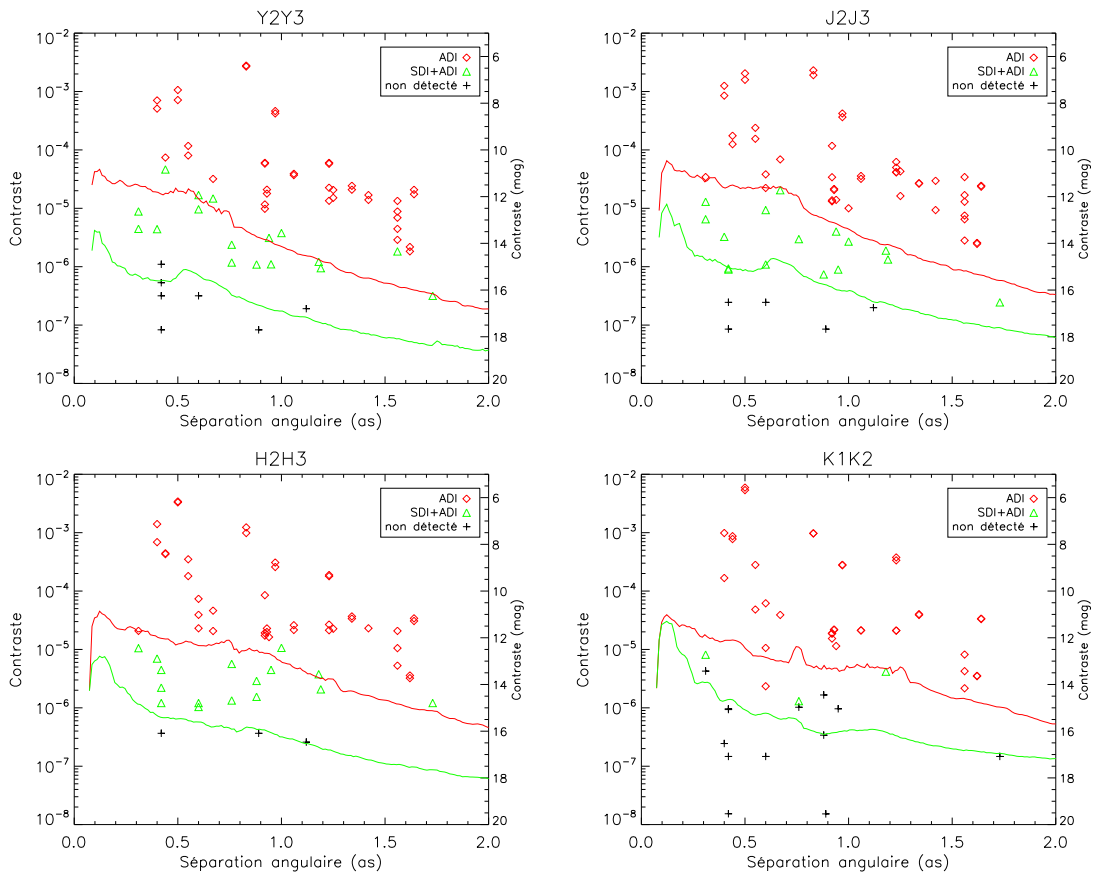


FIG. 5.1 – Détection des tests en aveugles à  $5\text{-}\sigma$  en ADI et SDI+ADI comparées aux limites de détection estimées dans la Section 3.3.2 (traits pleins). Les losanges rouges correspondent aux détections en ADI dans les deux filtres de chaque paire. Pour les détections en SDI+ADI et les non-détections, seule la valeur de contraste de la planète dans le filtre où elle est la plus brillante est représentée pour ne pas surcharger les graphiques.

sont généralement détectés à  $5\text{-}\sigma$  avec la méthode SDI+ADI, et que les détections à  $3\text{-}\sigma$  viennent confirmer une détection en ADI dans l'un ou l'autre des filtres. Dans les autres paires de filtres, certaines détections à  $3\text{-}\sigma$  sont aussi faites sur les données traitées par la méthode SDI+ADI, mais représente un petit nombre de cas. Enfin, on voit également qu'il n'arrive jamais qu'un objet détecté ne le soit pas au moins avec la méthode SDI+ADI. En effet avec la soustraction spectrale on pourrait s'attendre à une élimination du signal de la planète dans les cas à petite séparation angulaire où le flux dans les deux filtres est équivalent. Ceci ne se produit pas ici, ce qui laisse supposer que pour des séparations d'au moins  $0.3''$  cet effet n'est pas problématique.

A partir de cette liste et connaissant les flux introduits en entrée des tests en aveugle, on peut évaluer les limites de détection à partir des données. La Figure 5.1 donne les détections des tests en aveugle dans les différentes paires de filtres comparées aux limites de détection à  $5\text{-}\sigma$  en 4 h de pose en fort flux déterminées dans la Section 3.3.2. Dans le cas des détections en SDI+ADI et des non-détections, seule figure la valeur de contraste de la planète dans le filtre où elle est la plus brillante. On constate un assez bon accord entre les détections des tests en aveugle et les limites de détection en en 4 h de pose de la Section 3.3.2, avec cependant quelques écarts. En particulier en bande Y on constate un écart de l'ordre de 1.5 mag qui ne peut pas être expliqué uniquement par les différences de temps de pose. En bandes J les limites correspondent bien, et en bande H on

constate peut-être un léger écart de 0.5 mag aux séparations angulaires supérieures à 1.0". Enfin en bande K il semble que les limites de détection en ADI concordent, mais que la limite en SDI+ADI soit plus haute puisqu'on constate que beaucoup de cas qui devraient en théorie être détectés ne le sont pas.

Différentes explications sont possibles pour expliquer les différences observées entre les points des tests en aveugle et les limites du Chapitre 3. La première a déjà été évoquée, puisqu'il s'agit du temps de pose, mais elle ne peut pas expliquer toutes les différences, en particulier en bande Y. La seconde explication qui peut sembler plausible et qui est en partie liée au temps de pose est l'hypothèse que le bruit résiduel de speckles est gaussien. Cette hypothèse conditionne l'utilisation du critère de détection à  $5\text{-}\sigma$ . D'après [Marois et al. \(2008a\)](#), l'utilisation d'au moins 20 images décorrélés pour la méthode ADI devrait permettre de se rapprocher d'un résidu de bruit gaussien. Avec des temps de pose compris entre 2 h 15 et 3 h 35, certaines des tests en aveugle peuvent donc être en partie influencés par ces effets qui vont avoir tendance à fixer une limite de détection plus haute si on prend comme estimateur l'écart type du bruit. La simulation d'un plus grand nombre de tests en aveugle couvrant mieux l'espace contraste/séparation angulaire permettrait d'affiner ces limites et trouver l'origine des décalages.

### 5.2.3 Détermination de la position

Pour les objets détectés on peut étudier avec quelle précision la position est déterminée. La Figure 5.2 donne l'erreur sur la détermination de la séparation angulaire et de l'angle des objets détectés en bande H dans les tests en aveugle en fonction du contraste par rapport à l'étoile. Les barres d'erreurs correspondent à l'erreur d'ajustement d'une fonction gaussienne sur l'objet. On constate que pour tous les objets détectés l'erreur sur la séparation est inférieure à 5 mas et celle sur l'angle inférieure à  $0.5^\circ$ . L'erreur dépend fortement du contraste : on voit clairement une augmentation de la dispersion des points et de la taille des barres d'erreur aux plus petites valeurs de contraste. La Figure 5.3 montre l'erreur résiduelle sur la détermination de la position de l'objet dans l'image (sans barre d'erreur). On constate que la position de tous les objets est déterminée avec une précision meilleure que 5 mas dans l'image, et que dans 80% des cas cette précision est meilleure de 1 mas. Les 20% restant sont des objets dont le contraste est supérieur à 12.5 mag ( $10^{-5}$ ). Cependant, si on tient compte de la taille des barres d'erreur, seuls les objets dont le contraste est inférieur à 10 mag ( $10^{-4}$ ) vont véritablement avoir une erreur résiduelle dans la limite des 1 mas. On peut conclure que la détermination de la position des objets se fait à une précision meilleure que 5 mas, ce qui permettra de vérifier le lien physique entre l'étoile et l'objet par mesure du mouvement propre par rapport aux étoiles de fond sur des bases de temps de l'ordre de l'année comme cela a été évoqué dans la Section 3.6.2. Dans des cas de contraste favorable une précision inférieure à 1 mas peut être atteinte permettant potentiellement de mesurer le déplacement des planètes sur leur orbite.

## 5.3 Caractérisation en DBI

### 5.3.1 Procédure de caractérisation

La caractérisation des objets est l'étape qui suit naturellement leur détection. Pour cela j'ai utilisé une procédure de photométrie d'ouverture similaire à celle développée dans le Chapitre 3. Une fois que la position précise de l'objet a été déterminée, une ouverture de diamètre  $2.44\lambda/D$  est calculée et le flux de l'objet est mesuré dans toutes les images utilisées pour les méthodes ADI et SDI+ADI. Il est ensuite possible de comparer ces mesures aux modèles pour trouver celui qui

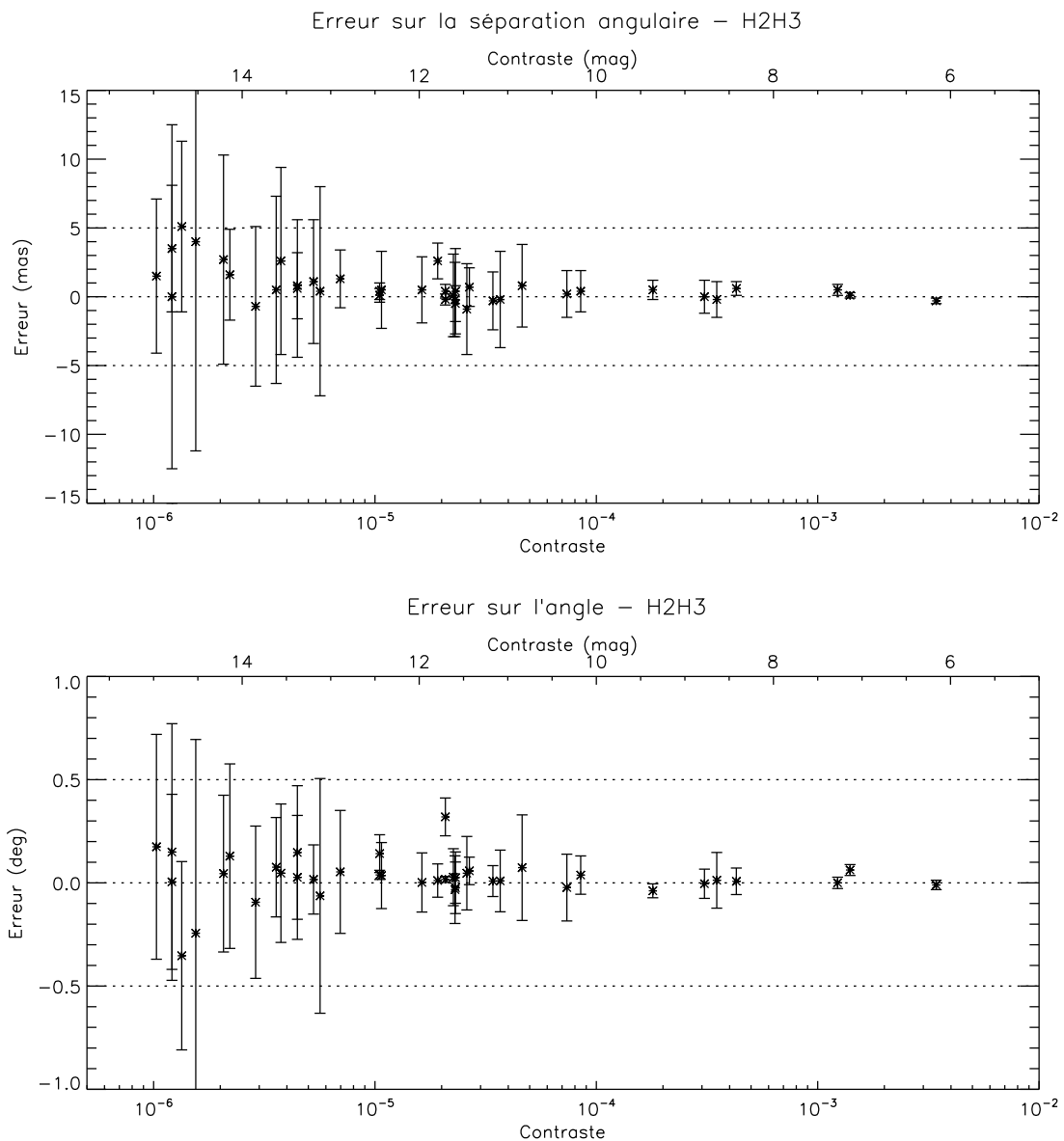


FIG. 5.2 – Erreur sur la séparation et l'angle des objets détectés en bande H dans les tests en aveugle en fonction du contraste. Les barres d'erreurs sont estimées à partir de l'ajustement d'une gaussienne sur l'objet.

s'approche le plus en terme de  $T_{eff}$  et  $\log g$ . Il y a cependant une grande différence par rapport au Chapitre 3 dans lequel nous avons estimé l'erreur photométrique en fonction du contraste : ici on ne dispose que du flux réel de l'objet, donc il est nécessaire de mesurer l'erreur sur le flux directement à partir des données. Cette étape est très importante car elle conditionne en grande partie la possibilité de trouver le modèle correspondant à l'objet. J'ai supposé que dans la plupart des cas, le facteur limitant est le bruit de speckles. Cette hypothèse est réaliste excepté dans les cas de faible flux en bande K où le fond thermique et le rayonnement du ciel sont très importants. J'ai donc estimé la quantité de résidus de speckles dans une ouverture de diamètre  $2.44\lambda/D$  à une position symétrique de l'objet par rapport à l'étoile, et j'ai estimé l'erreur sur le signal de l'objet à partir de cette estimation.



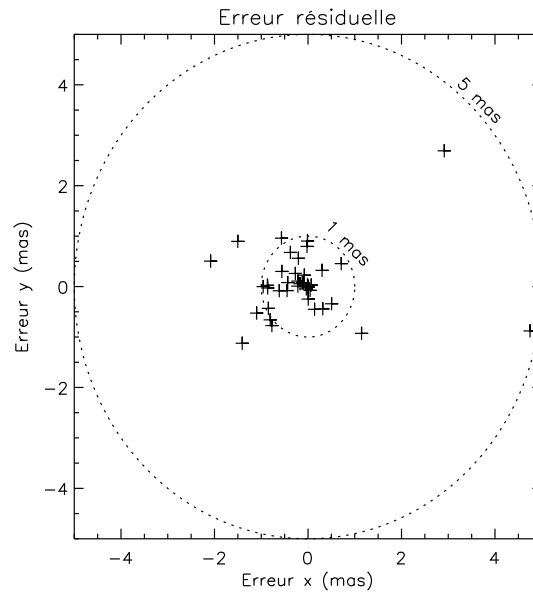


Fig. 5.3 – Erreur résiduelle sur la position des objets détectés en bande H dans les tests en aveugle en bande H. Les barres d’erreurs ne sont pas représentées, mais elles peuvent être de plusieurs millisecondes d’arc.

Une fois que le flux de chaque objet a été estimé avec son erreur dans tous les filtres, j’ai comparé ces mesures aux modèles d’atmosphères de ma bibliothèque de spectres après une re-normalisation du flux à la bonne distance. Je suppose ici que la distance exacte du système est connue. Je me suis dans la plupart des cas trouvé dans une situation où plusieurs modèles peuvent correspondre, ce qui est équivalent à la non-caractérisation de la Section 3.5. Pour chaque objet j’ai donc évalué quel modèle est le plus proche en utilisant 1 à 4 paires de filtres. Lorsque plusieurs mesures de flux sont disponibles (en ADI et SDI+ADI) avec différents niveaux d’erreur, toutes les mesures sont utilisées pour la comparaison à la bibliothèque.

### 5.3.2 Estimation de l’erreur sur le flux

Comme nous l’avons évoqué plus haut, l’estimation de l’erreur sur le flux à partir des données est un point crucial pour une bonne détermination des paramètres  $T_{eff}$  et  $\log g$  à partir des modèles. Avant de passer aux résultats sur la caractérisation des planètes des tests en aveugle, il est possible de vérifier la qualité de l’estimation de l’erreur qui a été faite à partir des données. La Figure 5.4 présente une comparaison de l’erreur mesurée et de l’erreur vraie<sup>1</sup> en ADI et SDI+ADI dans les différentes paires de filtres. On constate que généralement l’erreur sur le flux est sous-estimée, en particulier en ADI seul où la plupart des valeurs d’erreur mesurées sont regroupées entre 0 et 10% alors que les valeurs réelles s’étalent entre 0 et 30%. Cette erreur d’estimation semble moindre pour les plus grandes valeurs de l’erreur, mais le petit nombre de points empêche une conclusion définitive. En SDI+ADI la dispersion des mesures d’erreur est plus importante, et vers les petites valeurs on constate souvent une surestimation de l’erreur. L’estimation de l’erreur en bande H est plutôt bonne en SDI+ADI, pour les petites erreur autant que pour les grandes. Dans les autres bandes on constate un nombre important de points où l’erreur mesurée est proche de zéro alors que l’erreur vraie atteint plusieurs dizaines de pourcents. Il semble y avoir une dépendance spectrale qui favorise la sous-estimation de l’erreur en bandes Y et J. En effet, la majorité des points dont

<sup>1</sup>L’erreur vraie est l’erreur calculée entre le flux mesuré pour l’objet et le flux réel introduit dans la simulation.

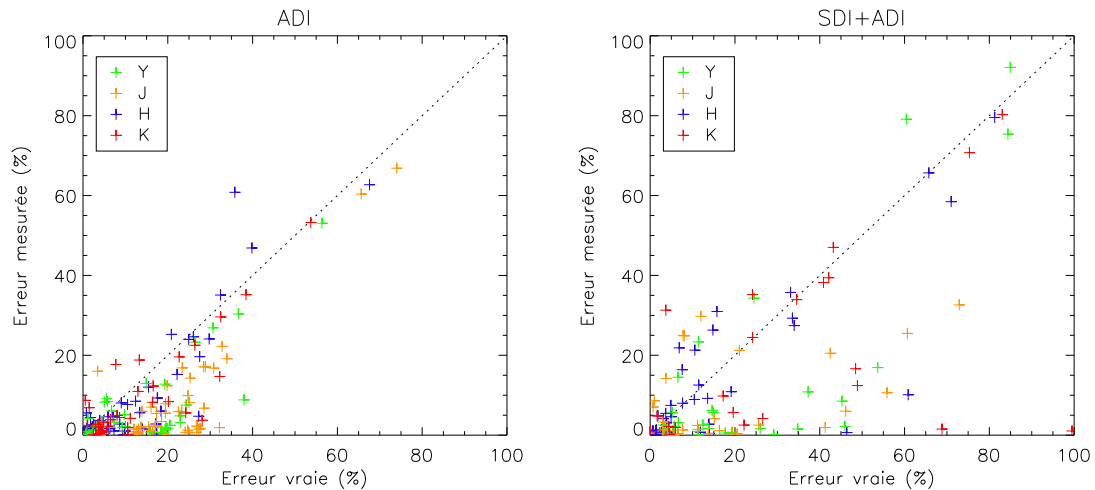


FIG. 5.4 – Comparaison de la mesure de l’erreur à partir des données et de l’erreur vraie en ADI et SDI+ADI dans les différentes paires de filtres.

l’erreur est fortement sous-estimée sont des mesures dans ces bandes. Cet effet est particulièrement visible en SDI+ADI.

Cette sous-estimation de l’erreur a plusieurs effets sur la caractérisation en imagerie. Tout d’abord elle peut simplement empêcher l’identification du bon modèle d’atmosphère, puisque la valeur vraie du flux va se retrouver en-dehors des barres d’erreur. Une solution envisageable, en particulier en ADI, serait d’ajouter un terme systématique sur l’erreur puisqu’elle est de manière générale sous-estimée. Ce terme systématique pourrait être ajusté en fonction de la gamme d’erreur mesurée puisqu’il semble que les grandes valeurs d’erreur sont mieux estimées. D’autre part, la mauvaise estimation de l’erreur peut se révéler problématique pour des mesures effectuées dans différentes paires de filtres. En effet, si l’erreur est fortement sous-estimée dans certaines paires mais pas dans d’autres, on va constater une dispersion des modèles pouvant correspondre à l’objet que l’on cherche à caractériser.

### 5.3.3 Résultats de la caractérisation

La Figure 5.5 montre les résultats de la caractérisation des planètes détectées dans les tests en aveugle. Elle représente l’erreur sur la détermination des paramètres  $T_{eff}$  et  $\log g$  en fonction du contraste en bande H avec l’utilisation de 1 à 4 paires de filtres de IRDIS. Globalement, on constate que l’erreur sur  $T_{eff}$  reste majoritairement concentrée dans l’intervalle  $\pm 100$  K (70 à 80% des cas) et l’erreur sur  $\log g$  dans l’intervalle  $\pm 0.5$  dex (60 à 70% des cas). Les erreurs supérieures à 100 K sur  $T_{eff}$  se retrouvent principalement à des contrastes inférieurs à 10 mag. L’utilisation d’une deuxième paire de filtre améliore la détermination de  $T_{eff}$ , augmentant de 10% le nombre de modèle dont l’erreur est dans l’intervalle  $\pm 100$  K, alors qu’il n’y a pas d’amélioration de la détermination de  $\log g$ . Il est nécessaire d’utiliser une troisième paire pour mieux contraindre les valeurs de  $\log g$  et augmenter de 10% le nombre de modèle dont l’erreur est dans l’intervalle  $\pm 0.5$  dex. Mais même dans ce cas, environ un tiers des planètes ont une erreur supérieure à 0.5 dex sur la détermination de  $\log g$ . Il semble que ces erreurs se retrouvent pour des contrastes supérieurs à 11 mag ( $4 \times 10^{-5}$ ).

Les barres d’erreurs sont estimées durant la procédure de caractérisation. Dans les cas où plusieurs modèles à différentes valeurs de  $T_{eff}$  et  $\log g$  peuvent correspondre, les barres d’erreurs

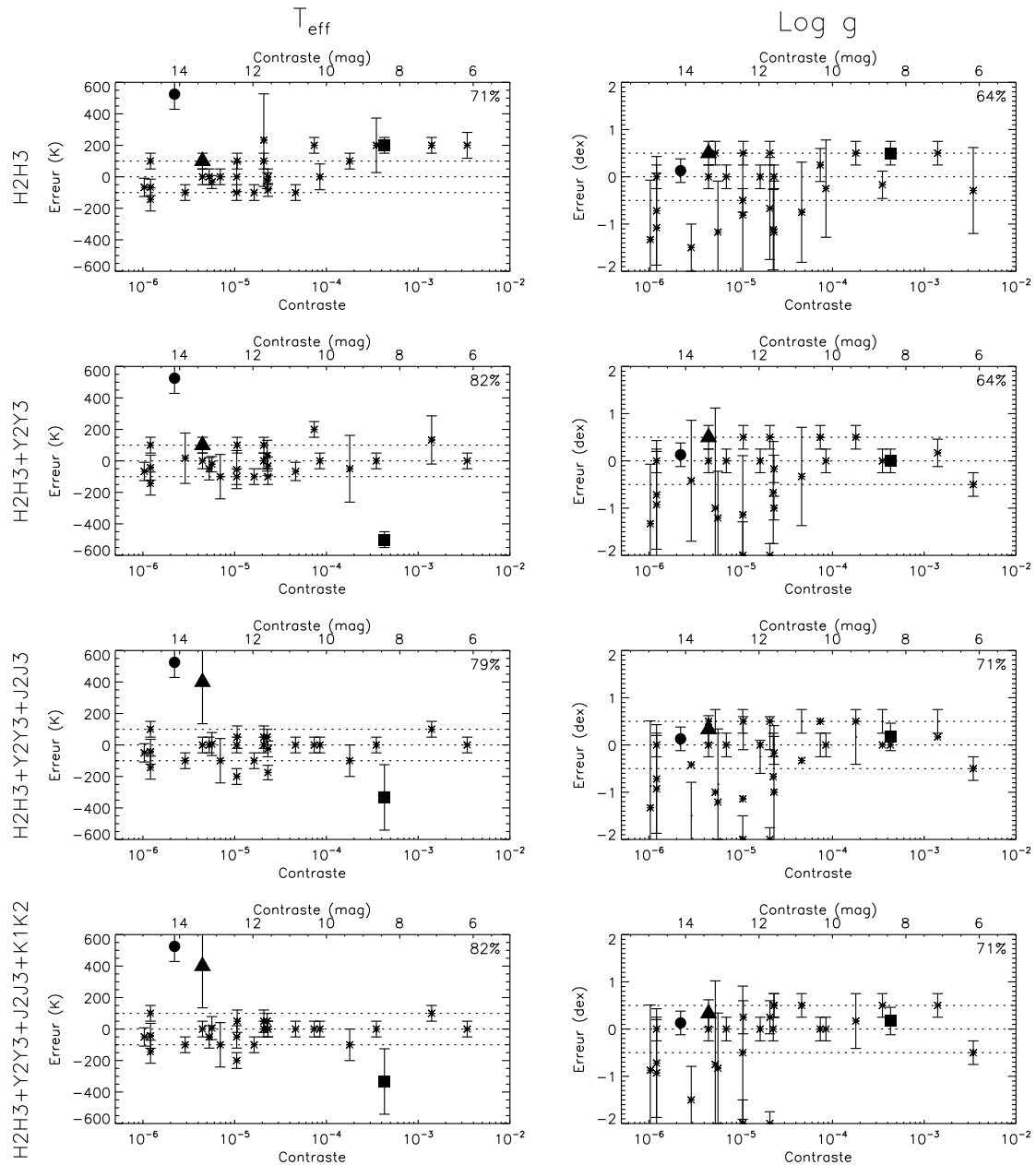


FIG. 5.5 – Erreur sur la détermination des paramètres  $T_{eff}$  (gauche) et  $\log g$  (droite) des planètes détectées dans les tests en aveugle en fonction du contraste en bande H pour l'utilisation de 1 à 4 paires de filtres (de haut en bas). Le pourcentage des planètes pour lesquelles l'erreur sur  $T_{eff}$  est inférieure à 100 K ou celle sur  $\log g$  inférieure à 0.5 dex est donné en haut à droite de chaque graphique.

sont estimées par l'écart type des valeurs de ces deux paramètres. Dans les cas où un seul modèle semble correspondre au final, la barre d'erreur utilisée correspond à la moitié du pas dans les grilles de modèles : 50 K pour  $T_{eff}$  et 0.25 dex pour  $\log g$ . On constate que dans de nombreux cas la barre d'erreur est assez largement sous-estimée, puisqu'elle n'englobe pas la valeur zéro qui correspondrait à l'absence d'erreur. Il semble donc qu'une procédure plus fine de la détermination de la barre d'erreur soit nécessaire pour une meilleure caractérisation.

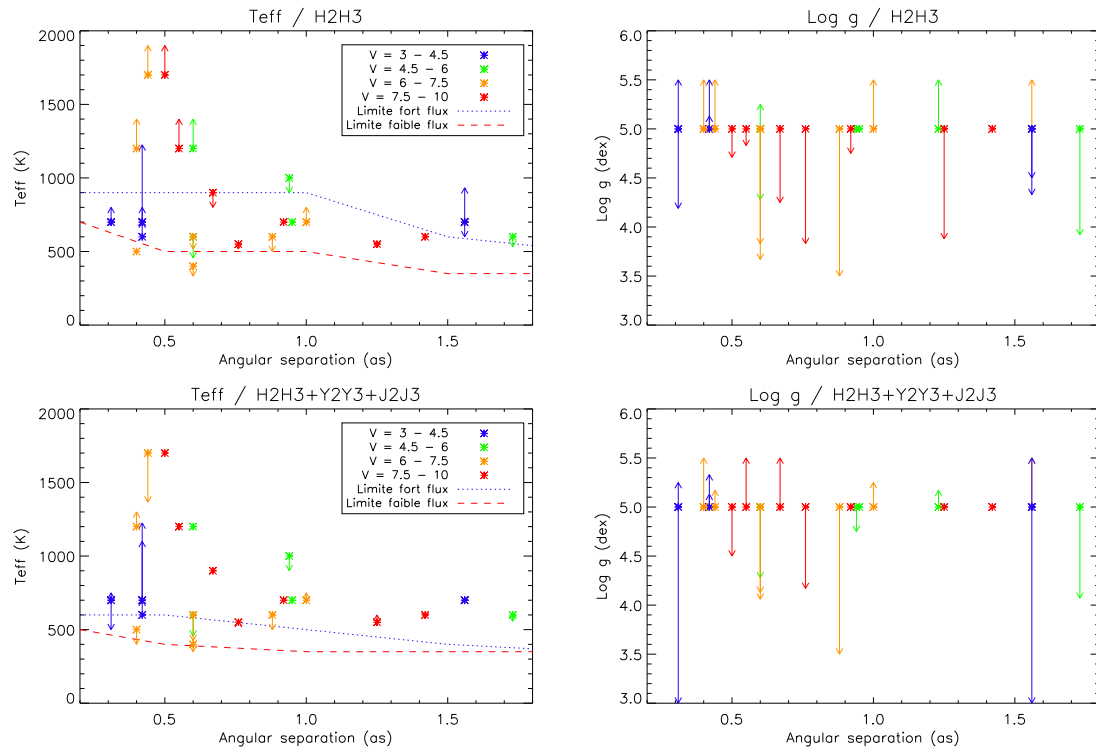


FIG. 5.6 – Représentation de la  $T_{eff}$  des objets détectés et caractérisés en mode DBI en fonction de la séparation angulaire. La flèche indique la valeur de  $T_{eff}$  mesurée durant la procédure de caractérisation pour 1 (haut) et 3 (bas) paires de filtres. Les différentes couleurs indiquent la gamme de magnitude de l'étoile. Les courbes en pointillés et en tirets indiquent respectivement les limites de  $T_{eff}$  estimables de la Section 3.5.3 en fort et en faible flux.

Enfin, comme nous l'avons vu dans la section précédente, l'erreur sur le flux des objets est souvent sous-estimée. Il semble que cette sous-estimation n'empêche pas en général la caractérisation des objets avec une précision de l'ordre de 100 K sur  $T_{eff}$  et 0.5 dex sur  $\log g$ . Cependant, tous les objets dont l'erreur sur  $T_{eff}$  ou  $\log g$  reste importante même après avoir utilisé 4 paires de filtres sont des cas où l'erreur a été mal estimée dans une ou plusieurs bande, empêchant d'identifier le modèle adéquat. On peut analyser quelques cas particuliers :

- La planète symbolisée par un rond sur les graphique est un cas détecté uniquement en bande H (ADI et SDI+ADI) et en bande J (SDI+ADI uniquement) pour lequel l'erreur déterminée sur les données est très importante (plus de 1000% en ADI et plus de 200% en SDI+ADI), ce qui explique que la détermination de ses paramètres physique soit très mauvaise.
- La planète symbolisée par un triangle a été détectée uniquement en SDI+ADI en bande H et J. L'erreur en bande H a été bien estimée et est assez peu élevée (20%) mais elle est très importante en bande J (300%), ce qui a faussé la détermination de  $T_{eff}$ .
- Enfin la planète symbolisée par un carré est brillante ( $T_{eff} = 1700$  K) et détectée dans toutes les bandes mais fortement l'erreur sur le flux est tout le temps fortement sous-estimée.

On constate cependant sur ces 3 cas particuliers que une erreur important sur  $T_{eff}$  ne se traduit pas par une erreur importante sur  $\log g$ . Mais les valeurs possibles de  $\log g$  étant moins nombreuses que celle de  $T_{eff}$ , il est plus probable que cette faible erreur sur  $\log g$  soit le fait d'un heureux hasard. Inversement, les cas où l'erreur sur  $\log g$  est importante ne se correspondent pas à des cas où l'erreur sur  $T_{eff}$  est très importante. On voit donc bien l'importance d'avoir une bonne

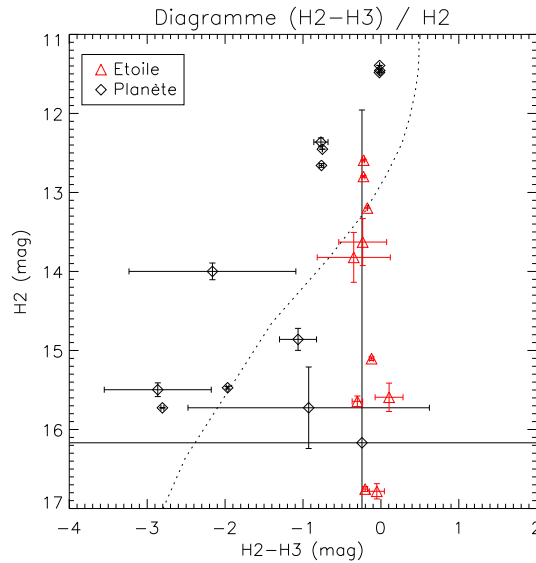


Fig. 5.7 – Diagramme magnitude/couleur des objets des tests en aveugle détectés en ADI dans les deux filtres H2 et H3. Les étoiles sont symbolisées par des triangles rouge. Les magnitudes sont des magnitudes absolues.

estimation de l'erreur pour une détermination précise des deux paramètres.

La Figure 5.6 présente les planètes détectées et caractérisées en mode DBI en fonction de la séparation angulaire sur lesquelles on a superposé les prédictions de la Section 3.5.3 qui donne les  $T_{eff}$  caractérisables avec IRDIS et différentes paires de filtres. Les différentes couleurs indiquent la gamme de magnitude de l'étoile. Si on compare ses résultats avec ceux de la Section 3.5.3 on constate que les résultats avec la seule paire de filtre H2H3 sont en bon accord. La caractérisation de deux planètes à 700 K à 0.3'' avec une erreur de moins de 100 K n'est pas contradictoire car l'erreur sur  $\log g$  est importante. Avec les 3 paires de filtres, les résultats sont similaires à ceux obtenus avec la paire H2H3 avec quelques cas mieux caractérisés. Les résultats sont cependant légèrement moins bons que ce qu'on pouvait attendre : en particulier à petite séparation en fort flux les résultats sont meilleurs avec la seule paire H2H3. A faible flux les résultats sont en meilleur accord avec la paire H2H3 ou avec 3 paires : les planètes situées au-dessus de la limite de la Section 3.5.3 sont caractérisées avec une erreur très faible sur  $T_{eff}$ . L'erreur sur  $\log g$  est assez grande avec H2H3 mais elle est de l'ordre de 0.5 dex avec 4 paires de filtres. Ces résultats sont donc en accord avec ceux de la Section 3.5.3, d'autant plus que ces derniers donnaient une valeur minimale de  $T_{eff}$  caractérisable, sans pour autant garantir que toutes les planètes plus chaudes sont nécessairement caractérisées.

### 5.3.4 Identification des contaminants

L'identification des contaminants en imagerie a déjà été évoquée dans le Chapitre 3. Avec ces tests en aveugle on peut regarder ce qu'il advient des étoiles lors de la caractérisation en H2H3. Tout d'abord on peut distinguer deux cas : le premier est celui où un objet est détecté en ADI dans les deux filtres H2 et H3 ; le second est celui où un objet est détecté uniquement en SDI+ADI. Dans le premier cas on peut tenter une identification à partir des mesures dans les deux filtres, alors que dans le second, la mesure différentielle de flux ne permet pas de remonter simplement au contraste entre les deux filtres. On peut donc considérer en première approximation que les étoiles

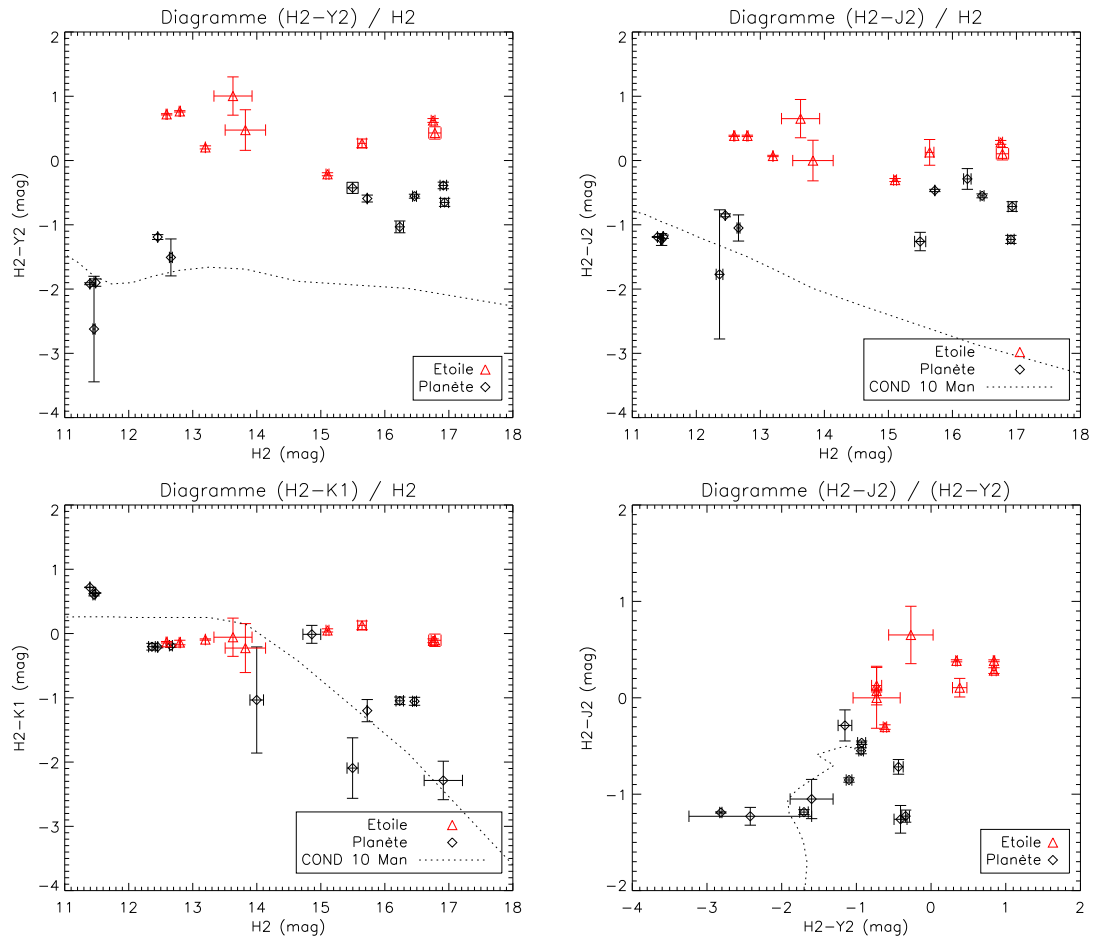


FIG. 5.8 – Diagrammes couleur/magnitude et couleur/couleur entre la bande H et les autres bandes pour les objets des tests en aveugle détectés en ADI dans les différents filtres. Les étoiles sont symbolisées par des triangles rouge. Les prédictions des modèles d'évolution dérivés des modèles COND sont représentées en pointillés pour les bandes J et K. Elles sont calculés pour des mesures large bande, et donc ne correspondent pas exactement aux filtres DBI de IRDIS. Les magnitudes sont des magnitudes absolues.

détectées uniquement en SDI+ADI ne peuvent pas être identifiées à partir d'une seule mesure avec la paire de filtres H2H3. Il est aussi nécessaire ici d'évoquer l'IFS de SPHERE, le instrument second scientifique qui observera en parallèle de IRDIS pendant le *NIR-Survey*. Bien qu'ayant un champ plus réduit de  $1.77'' \times 1.77''$  il sera d'une grande aide pour déterminer la nature des objets détectés à faible séparation angulaire.

La Figure 5.7 représente un diagramme magnitude/couleur entre les deux filtres de la paire H2H3 pour les objets détectés simultanément dans ces filtres. Les modèles d'évolution dérivés des modèles COND prévoient un décalage vers les valeurs négatives de (H2-H3) pour les magnitudes en H supérieures à 12 mag (c'est à dire pour les modèles dont la valeur de  $T_{eff}$  diminue). On distingue effectivement une évolution de cet ordre, mais dans plusieurs cas l'incertitude sur la valeur de couleur est très importante et la position de la planète dans le diagramme indique qu'il pourrait s'agir d'une étoile (la planète avec des barres d'erreur de plusieurs magnitudes correspond à la planète symbolisée par un rond dans la Figure 5.5). A grand contraste les mesures de flux dans les filtres H2 et H3 peuvent donc ne pas lever l'ambiguïté sur la nature de certains objets en limite

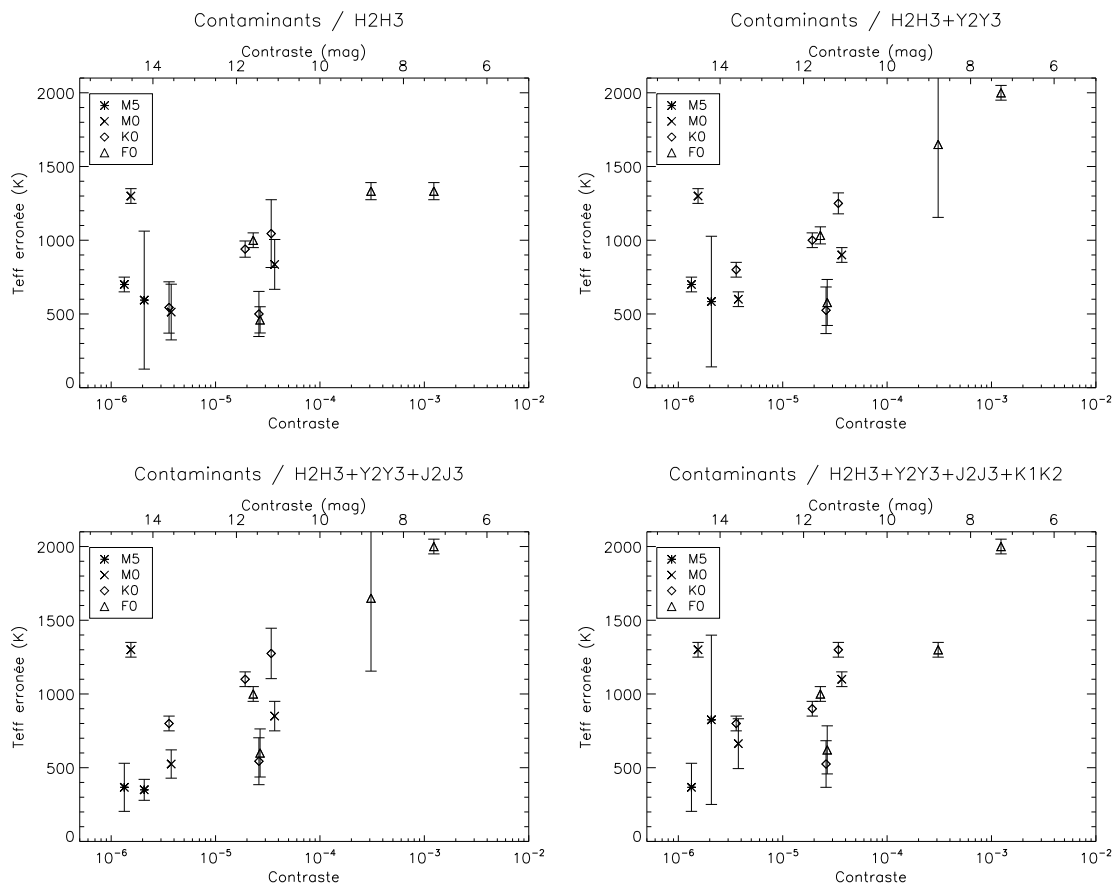


FIG. 5.9 –  $T_{eff}$  erronée déterminée pour les contaminants si on suppose qu'il s'agit de planètes en fonction du contraste en bande H en utilisant 1 à 4 paires de filtres.

de détection. Si on suppose qu'on dispose de mesures dans d'autres paires de filtres, on peut alors tracer des diagramme couleur/magnitude entre différentes bandes.

La Figure 5.8 représente différents diagrammes couleur/magnitude ou couleur/couleur entre la bande H et les autres bandes pour les objets des tests en aveugle détectés en ADI dans les différents filtres. Les prédictions des modèles d'évolution dérivés des modèles COND sont représentées pour les bandes J et K. Elles sont calculés pour des mesures large bande, et donc ne correspondent pas exactement aux filtres DBI de IRDIS. On constate sur ces différents diagrammes qu'une seconde observation obtenue en bande Y ou J permet de séparer assez clairement les planètes des étoiles, l'idéal étant de pouvoir déterminer la position de l'objet dans le diagramme  $(H2-J2) / (H2-Y2)$  où les étoiles et les planètes sont clairement séparées. C'est à ce niveau que l'IFS de SPHERE pourrait apporter une contribution importante pour les planètes détectées dans son champ. Cependant pour effectuer un tel diagramme, l'observation d'une référence photométrique est nécessaire.

Enfin, si un contaminant n'a pas été identifié en tant que tel, on peut regarder ce qu'il advient lors de la caractérisation de ces objets si on les compare à notre librairie de spectres planétaires. La Figure 5.9 représente la valeur de  $T_{eff}$  erronée déterminée pour les étoiles à partir de mesures photométriques en utilisant 1 à 4 paires de filtres. En utilisant uniquement la paire de filtre H2H3, on voit que sur l'ensemble de la gamme de contraste couverte par les tests en aveugle, les étoiles de fond peuvent être confondues avec des planètes de  $T_{eff}$  inférieure à 1500 K. En particulier on voit clairement que pour les petites valeurs de contraste la valeur de  $T_{eff}$  que l'on mesure pour les

étoiles diminue jusqu'à atteindre  $\sim 500$  K. Cet effet se retrouve et s'accroît avec l'utilisation de plusieurs paires de filtres. Il ne semble pas y avoir de dépendance très forte de la détermination de  $T_{eff}$  avec le type spectral du contaminant : on retrouve des étoiles F0 à des  $T_{eff}$  de 1200 K à 500 K, et des étoiles M0 de 1300 K à 500 K. Les deux étoiles M5 se retrouvent par contre vers 600 K, mais elles ont une valeur de contraste quasiment identique. Une étude plus approfondie sur un plus grand nombre de contaminants couvrant plus efficacement la gamme de contraste accessible pourrait cependant faire ressortir des tendances. Ces résultats sont compatibles avec ceux de la Section 3.5.5 où nous avons vu qu'à grand contraste la plupart des étoiles sont confondues avec des planètes froides.

## 5.4 Caractérisation en LRS

### 5.4.1 Procédure de caractérisation

La spectroscopie est en théorie plus adaptée pour la caractérisation puisqu'elle est en mesure de fournir un spectre complet qu'il est aisé de comparer à des spectres synthétiques. Lorsque le spectre est de bonne qualité, cette comparaison est moins sensible aux problèmes de dégénérescence des paramètres  $T_{eff}$  et  $\log g$ . Contrairement au mode DBI qui permet d'effectuer à la fois la détection et la caractérisation, le mode LRS nécessite de connaître l'existence d'un objet avec suffisamment de précision afin de pouvoir le placer dans la fente. Les résultats de la détermination de la position des objets présentés dans la Section 5.2.3 sont tout à fait compatibles avec l'utilisation du mode LRS à la suite d'une détection en mode DBI dans les filtres H2H3. En effet, les fentes disponibles dans IRDIS ont des largeurs de 90 et 120 mas, donc une précision de 5 mas sur la position de l'objet à sa première détection va permettre un centrage précis de l'objet dans la fente. On peut donc supposer dans la suite que les objets observés en LRS sont parfaitement centrés dans la fente. Nous avons également supposé que l'identification des contaminants a été effectuée à partir des mesures en bande H et éventuellement à partir de plusieurs observations, et que seules les planètes sont observées en mode LRS.

Les spectres simulés sont analysés de manière identique à celle présentée dans le Chapitre 4 : la méthode d'analyse des données est d'abord utilisée sur le spectre pour diminuer le bruit de speckle, puis le spectre de la planète est extrait à partir de sa position théorique déterminée en DBI. Ce spectre est ensuite systématiquement comparé à tous les spectres de notre librairie de modèles afin de trouver celui qui s'en rapproche le plus au sens des moindres carrés. Afin de ne pas confondre un spectre de planète avec des résidus de speckles, seuls sont analysés les spectres qui dépassent un niveau de  $5\text{-}\sigma$ , ce seuil étant déterminé par rapport au bruit de speckles à une position symétrique de la planète par rapport à l'étoile dans la fente.

### 5.4.2 Résultats de la caractérisation

Contrairement au mode DBI où la plupart des objets ont été détectés, le mode LRS se révèle beaucoup moins efficace. En effet, comme on peut le voir dans le Tableau 5.2, seulement 14 planètes<sup>2</sup> sur 31 (45%) ont pu être "détectées" et caractérisées. La Figure 5.10 représente l'erreur sur l'estimation des paramètres  $T_{eff}$  et  $\log g$  de ces objets en fonction du contraste en bande H. L'erreur est donnée par le pas dans la grille de modèles, car à la fin de la procédure de comparaison du spectre à la bibliothèque de spectre par minimisation des moindres carrés il reste toujours un unique modèle. Le contraste le plus élevé atteint pour la caractérisation est de  $\sim 10^{-5}$  (12.5 mag)

<sup>2</sup>Repérées par le caractère "c" dans la colonne "LRS".



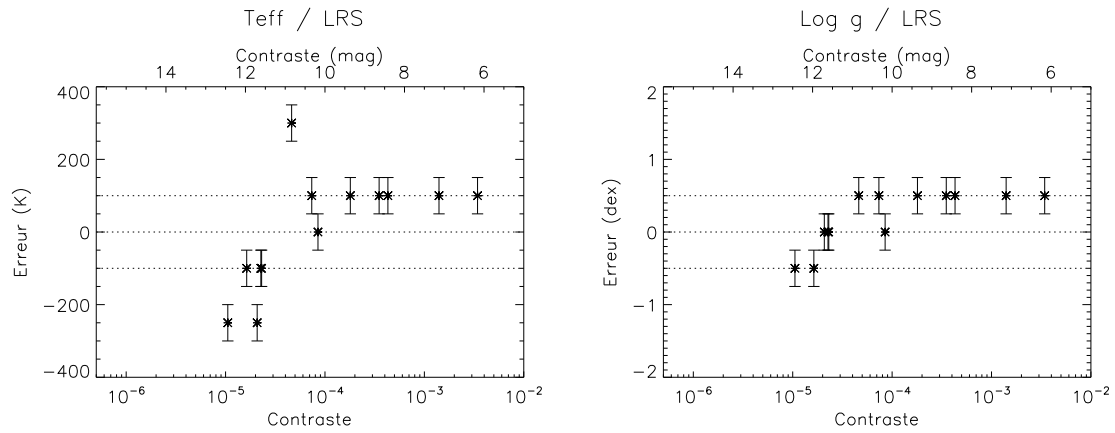


FIG. 5.10 – Erreur sur la détermination des paramètres  $T_{eff}$  (gauche) et  $\log g$  (droite) des planètes détectés en mode LRS dans les tests en aveugle en fonction du contraste en bande H. Les barres d'erreur correspondent aux pas dans les grilles de modèles.

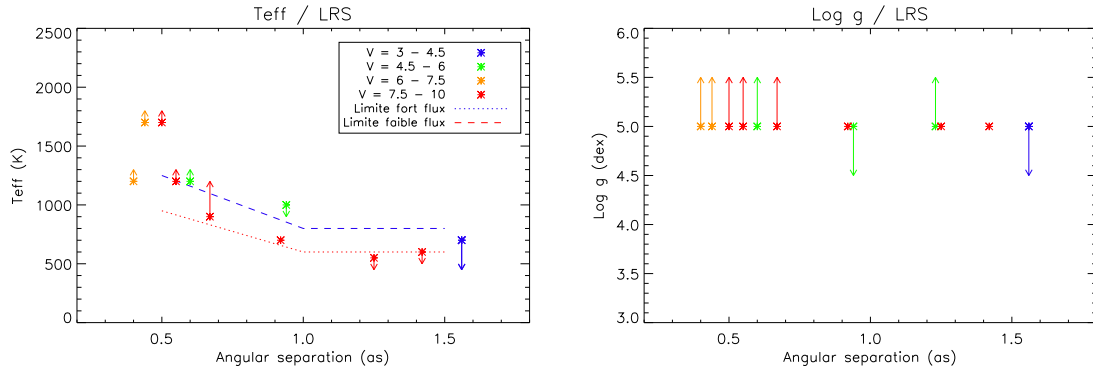


FIG. 5.11 – Représentation de la  $T_{eff}$  des objets détectés et caractérisés en mode LRS en fonction de la séparation angulaire. La flèche indique la valeur de  $T_{eff}$  mesurée durant la procédure de caractérisation. Les différentes couleurs indiquent la gamme de magnitude de l'étoile. Les courbes en pointillés et en tirets indiquent respectivement les valeurs de  $T_{eff}$  de la Section 4.4.3 où l'erreur devient inférieure à 20% en fort et en faible flux.

à 1.5'', ce qui correspond approximativement aux limites de détection à 5- $\sigma$  entre 0.5'' et 1.5'' qui ont été données dans le Chapitre 4. L'erreur sur la détermination des paramètres  $T_{eff}$  reste de l'ordre  $\pm 100$  K jusqu'à un contraste de  $10^{-5}$  (12.5 mag) avec cependant 3 cas où l'erreur dépasse 200 K. L'estimation de  $\log g$  est par contre bien meilleure puisqu'elle reste comprise dans l'intervalle d'erreur  $\pm 0.5$  dex. Il semble cependant que la dispersion augmente pour des valeurs de contraste inférieures à  $10^{-4}$  (10.0 mag), lorsque les objets se rapprochent des limites de détection du mode LRS.

La Figure 5.11 présente de manière similaire à la Figure 5.6 les modèles détectés et caractérisés en LRS en fonction de leur séparation angulaire sur lesquels ont été superposées les valeurs de  $T_{eff}$  de la Section 4.4.3 où l'erreur devient inférieure à 20% en fort et en faible flux. On constate un bon accord avec les valeurs de la Section 4.4.3 puisque l'unique cas caractérisé en fort flux se trouve sous la limite et son erreur sur  $T_{eff}$  est de l'ordre de 40%. En faible flux plusieurs planètes sont caractérisées à la limite des valeurs de la Section 4.4.3 avec une erreur très faible sur  $T_{eff}$ . Les autres cas au-dessus de ces limites sont eux aussi bien caractérisés. L'erreur sur  $\log g$  est quant à

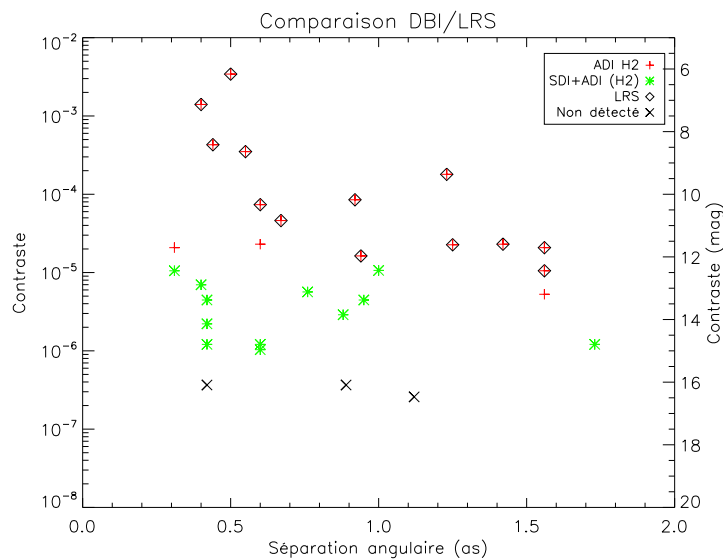


FIG. 5.12 – Comparaison entre les modes DBI et LRS des objets détectés et caractérisés en fonction de la séparation angulaire. Pour plus de clarté, seules les valeurs de contraste dans la bande H2 ont été représentées et les étoiles ont été exclues.

elle toujours inférieure ou égale à 0.5 dex. Ces différents résultats sont donc bien en accord avec ceux du Chapitre 4.

## 5.5 Stratégie pour la caractérisation

La caractérisation des objets détectés est nécessaire pour déterminer s'il s'agit bien de planètes. La connaissance des paramètres  $T_{eff}$  et  $\log g$  va permettre de remonter à la masse et au rayon de la planète grâce aux modèles d'évolution qui sont étroitement liés aux modèles d'atmosphères. On peut alors se demander quelle stratégie adopter pour caractériser un objet le plus précisément possible en un minimum d'observations. Durant le *NIR-Survey* de SPHERE, toutes les observations seront effectuées en parallèle avec IRDIS en mode DBI avec la paire de filtres H2H3 et avec l'IFS de SPHERE. Dans le champ de vue couvert par l'IFS, les observations des deux instruments devraient permettre de caractériser les objets détectés plus facilement en une seule observation. Dans les cas des planètes détectées en dehors du champ couvert par l'IFS, il faut faire des choix concernant la stratégie de caractérisation avec IRDIS. Comme nous l'avons déjà vu, la caractérisation précises des planètes avec cette seule paire de filtres n'est pas toujours suffisamment précise, en particulier pour la détermination de  $\log g$ . Il sera donc nécessaire d'effectuer de nouvelles observations. La question qui se pose alors est de savoir quel mode utiliser : DBI avec une autre paire de filtres ou LRS.

On doit distinguer deux cas. Le premier est celui où le signal de la planète se trouve au-dessous de la limite de détection du mode LRS, et le second celui où le signal est au-dessus. La Figure 5.12 montre les planètes des tests en aveugles détectées en modes DBI et LRS. On constate qu'au-delà de 0.5'', la limite de détection du mode LRS est semblable à la limite de détection en ADI dans le filtre H2. Cependant, on constate également que la limite de détection du mode LRS se trouve plus haute que ce qu'on pouvait attendre d'après la Section 4.3. Entre 0.2'' (limite du coronographe dans la fente) et 0.5'', aucune planète n'a été simulée entre des contrastes de 8 et 12 mag, ce qui empêche de déterminer une limite de détection précise pour le mode LRS. D'autre part, cette zone

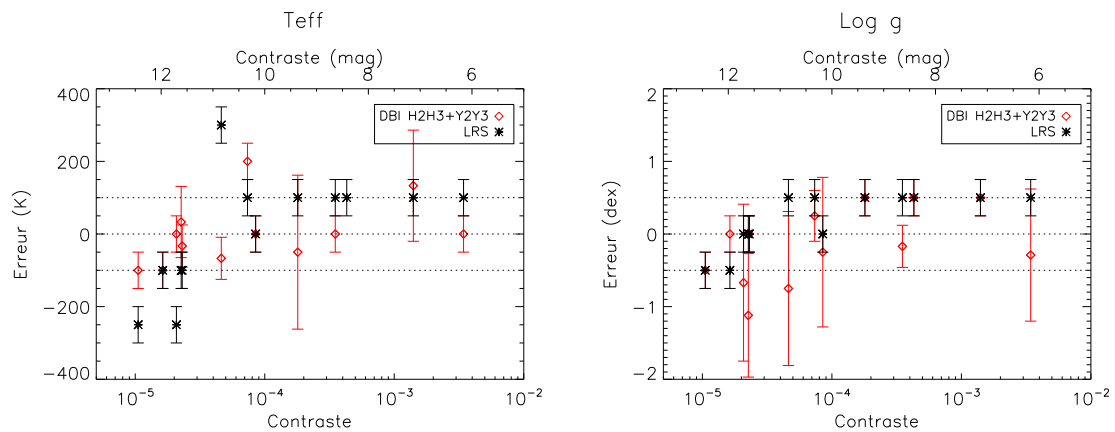


FIG. 5.13 – Comparaison entre les modes DBI (H2H3+Y2Y3) et LRS de l’erreur sur la détermination des paramètres  $T_{eff}$  (gauche) et  $\log g$  (droite) en fonction du contraste en bande H.

sera couverte par l’IFS qui permettra d’obtenir lui aussi un spectre basse résolution ( $R \approx 50$ ) des objets détectés à cette séparation.

Dans le premier cas où la planète n’est pas détectable en mode LRS, de nouvelles observations en mode DBI avec une autre paire de filtres s’imposent. D’après l’étude que j’ai menée dans le Chapitre 3, on utilisera alors une des deux paires Y2Y3 ou J2J3 afin d’augmenter les chances de caractérisation. Dans le second cas, il est nécessaire de comparer les performances en terme de caractérisation entre le mode DBI avec 2 paires de filtres et le mode LRS. La Figure 5.13 présente les résultats sur la détermination de  $T_{eff}$  et  $\log g$  des planètes des tests en aveugle caractérisées en LRS et en DBI avec les paires de filtres H2H3 et Y2Y3. La détermination de  $T_{eff}$  semble relativement équivalente, certaines valeurs de  $T_{eff}$  étant mieux déterminées en DBI et d’autres en LRS. En particulier, la  $T_{eff}$  des planètes proches de la limite de détection en LRS semble un peu moins bien déterminée en LRS. La détermination de  $\log g$  est par contre clairement à l’avantage du mode LRS qui donne une erreur de  $\pm 0.5$  dex dans tous les cas, alors que le mode DBI donne une erreur allant jusqu’à 1.0 dex. De plus les barres d’erreur sur la valeur de  $\log g$  obtenue en DBI est parfois large ( $\sim 1.0$  dex).

Les performances en caractérisation avec les modes LRS et DBI avec 2 paires de filtres sont donc pratiquement équivalentes, et ce pour un temps d’exposition pratiquement identique : 15% de temps total en plus pour DBI H2H3+LRS par rapport à DBI H2H3+DBI Y2Y3. Dans ce cas on pourra sans doute privilégier l’utilisation du mode LRS puisqu’on va ainsi obtenir l’ensemble du spectre de l’objet en un temps négligeable par rapport à des mesures en mode DBI dans les bandes Y, J et K. De plus, s’il s’avère que l’objet est un contaminant stellaire de fond, l’ambiguïté sera immédiatement levée avec un spectre alors que plusieurs mesures photométriques ne semblent pas départager clairement une planète d’une étoile de fond. De plus, comme nous l’avons vu dans le Chapitre 4, les performances des modes LRS et MRS semblent équivalents dans la limite où le signal n’est pas limité par le bruit du fond thermique du ciel (c’est-à-dire jusqu’à  $V \approx 9$  en bande H). Il semble donc possible d’utiliser le mode MRS pour mesurer non seulement les grandes caractéristiques spectrales des planètes, mais également un certain nombre de raies d’absorption atomiques qui sont visibles à la résolution du mode MRS. Par contre le mode MRS ne permet pas l’obtention du spectre des objets en bande K. Cependant, une analyse plus détaillée avec de nouveaux tests en aveugles prenant en compte le mode MRS serait nécessaire pour bien vérifier la similitude des résultats avec le mode LRS.

## 5.6 Conclusion sur la stratégie pour la caractérisation

Dans ce chapitre j'ai étudié les performances en mode DBI et en mode LSS sur une cinquantaine de tests en aveugle. Les points essentiels de mon travail sont les suivants :

- J'ai analysé de manière systématique 53 tests en aveugle comportant des planètes, des étoiles ou aucun objet dans les paires de filtres H2H3, Y2Y3, J2J3 et K1K2, ainsi qu'en mode LRS. Ces tests en aveugle ont été générés dans des conditions variées de temps de pose, de distance, de type spectral stellaire, de  $T_{eff}$  planétaire et de séparation angulaire.
- J'ai montré que les limites de détection en mode DBI sont à un niveau légèrement supérieur à celui attendu d'après le Chapitre 3, en particulier en bandes Y et J, mais que l'accord est plutôt bon en bandes H et K.
- Aucun des cas où aucun objet n'avait été caché n'ont révélé de détection en DBI, ce qui est équivalent à un taux de fausse alarme nul. Il est cependant possible que ce résultat soit un biais de simulation, car il est probable que des fausses détections seront obtenues sur de vraies données.
- J'ai montré que la détermination de la position des objets détectés est meilleure que 5 mas dans tous les cas, et meilleure que 1 mas dans 80% des cas, avec cependant des barres d'erreurs assez larges vers les plus petites valeurs de contraste. Compte tenu des barres d'erreur, cette détermination de la position est donc compatible avec :
  - la précision de 5 mas nécessaire pour déterminer un mouvement propre commun entre l'objet et son étoile à partir de contrastes de 12.5 mag ( $10^{-5}$ ).
  - la précision de 1 mas nécessaire pour déterminer les paramètres orbitaux d'une planète à partir de contrastes de 10 mag ( $10^{-4}$ ).
- J'ai montré que l'erreur sur le flux mesuré à partir des données est souvent sous-estimée, en particulier avec la méthode ADI. Une procédure de détermination plus précise de l'erreur devra être utilisée car la qualité de la caractérisation des objets dépend fortement de la détermination de l'erreur.
- J'ai caractérisé les planètes présentes dans les tests en aveugle avec les différentes mesures photométriques en bande H, Y, J et K. Cette caractérisation m'a permis de montrer que :
  - dans la majorité des cas avec la paire de filtres H2H3 l'erreur sur  $T_{eff}$  est de l'ordre de 100 K ou moins jusqu'à des contrastes de 15 mag ( $10^{-6}$ ), mais que les modèles plus chauds (à des contrastes de 6 à 10 mag) sont moins bien caractérisés avec une erreur de 150 à 200 K.
  - que l'erreur sur  $\log g$  peut être importante (2 dex) avec la paire H2H3, mais que l'utilisation de 2 paires de filtres ou plus améliore la détermination.
  - que l'utilisation de plusieurs paires peut également entraîner une dispersion des valeurs dans les cas où les erreurs photométriques sont mal évaluées.
  - que les cas pour lesquels l'erreur sur  $T_{eff}$  et  $\log g$  reste importante correspondent à des cas où l'estimation de l'erreur est particulièrement sous-estimée dans une ou plusieurs bandes.
- J'ai également conclu que ces caractérisations sont en bon accord avec les résultats de la Section 3.5.

- J’ai étudié l’identification des contaminants introduits dans les tests en aveugle et j’ai montré :
  - que les contaminants uniquement détectés dans les données traitées en SDI+ADI ne sont pas identifiables en tant que tel avec une seule époque d’observation.
  - que dans un diagramme  $H2 / (H2-H3)$  les planètes à grand contraste dont l’erreur sur le flux est importante peuvent s’écarter de ce que prédisent les modèles d’évolution et se confondre avec les étoiles.
  - que les étoiles peuvent être confondues avec des planètes d’autant plus froides que le contraste avec l’étoile d’avant plan est important.
- J’ai montré que les résultats de caractérisation en LRS sont compatibles avec ceux exposés dans le Chapitre 4 avec une erreur sur  $T_{eff}$  de 100 K ou moins, et une erreur de 0.5 dex ou moins pour des contrastes inférieurs à 12.5 mag ( $10^{-5}$ ).
- Enfin, la comparaison des performances des modes DBI et LRS à partir des tests en aveugle m’a permis de tirer des conclusions sur la stratégie à adopter pour la caractérisation des objets détectés avec IRDIS :
  - si l’objet est dans le champ couvert par l’IFS ( $1.77'' \times 1.77''$ ) la détection conjointe avec IRDIS devrait faciliter les caractérisations à partir d’une seule observation grâce au spectre basse résolution fourni par l’IFS dans les bandes Y et J.
  - si l’objet n’est pas détectable avec le mode LRS, la caractérisation avec une seconde paire de filtres DBI s’impose d’elle-même.
  - si l’objet est détectable en mode LRS, les performances en caractérisation sont similaires entre le mode DBI et le mode LRS, ce qui permettra de privilégier ce dernier afin d’obtenir en un temps raisonnable une mesure complète du spectre.

Les conclusions obtenues dans ce chapitre sont une première étape qui ouvre la voie à des études plus poussées qui pourraient inclure :

- L’étude de la caractérisation DBI H2H3+IFS qui sera possible pour les objets à faible séparation angulaire détectés durant le *NIR-Survey*.
- La simulation de tests en aveugle en MRS pour vérifier les performances de ce mode par rapport au mode DBI et par rapport au mode LRS dans les mêmes conditions. La caractérisation des objets planétaires en mode MRS permettrait d’obtenir des mesures de raies d’absorption atomiques en plus des larges bandes d’absorptions moléculaires.
- Inclure les modèles d’évolution des objets qui permettent de relier les mesures de  $T_{eff}$  et  $\log g$  à la masse et l’âge. Et éventuellement ajouter d’autres modèles d’atmosphères comme ceux de [Fortney et al. \(2008b\)](#) à notre librairie.
- Enfin, la simulation d’un plus grand nombre de tests en aveugle, en particulier proche des limites de détection des différents modes, afin d’avoir un échantillon statistique plus important. L’échantillon actuel ne permet que de dégager les grandes tendances sur les outils de caractérisation que j’ai mis en place.

# Conclusions et perspectives

Mon travail de thèse s'inscrit dans le développement de SPHERE, un instrument de seconde génération pour le VLT destiné à la recherche d'exoplanètes par imagerie directe autour des étoiles proches du Soleil. Cet instrument est constitué de trois sous-systèmes scientifiques dont une caméra infrarouge double-bande, IRDIS, dont j'ai étudié différents aspects du fonctionnement et des performances au moyen de simulations numériques.

Ces simulations ont permis d'obtenir des données réalistes en modes DBI et en LSS représentant des systèmes planétaires variés en terme de magnitude et de contraste entre l'étoile et les planètes. En DBI, la simulation prend en compte des aspects temporels incluant la variation du *seeing*, la vitesse du vent et la rotation des optiques pour un cas typique d'observation sur une durée de 4 h. Ce cas de test a permis de générer une soixantaine de cubes de données représentant différents systèmes planétaires dans les bandes Y, J, H et K. En LSS, la simulation est moins poussée et ne prend pas en compte de variations temporelles. Elle m'a permis de simuler les modes LRS et MRS de IRDIS là aussi dans des conditions variées de contraste pour des poses de 1 h. Dans les deux modes DBI et LSS les simulations prennent en compte les contributions du ciel et de l'instrument, ainsi que les bruits de photon, de lecture et de *flat field*.

Les données simulées ont permis de tester différents aspects de la détection des planètes avec IRDIS. En DBI j'ai testé la méthode ADI qui utilise la rotation du champ pour construire une PSF de référence afin d'éliminer le halo et les speckles, ainsi que la combinaison de cette méthode avec la méthode SDI (SDI+ADI) qui utilise la soustraction spectrale d'images prises simultanément pour améliorer la soustraction des speckles. J'ai ainsi montré que la méthode ADI permet une atténuation du bruit de speckles de 4 à 5 mag dès 0.2'' en fort flux, et que la méthode SDI+ADI améliore encore cette atténuation de  $\sim 2$  mag, amenant le niveau du bruit de speckles à un contraste de 16 mag à 0.2'' par rapport au pic de la PSF non-coronographiée. Dans les cas de faible flux, les limites de détection sont plus hautes à cause des limites fixées par le bruit du rayonnement thermique du ciel et de l'instrument, en particulier en bande K. Les aspects de détection en DBI ont été vérifiés sur la détection d'une série de tests en aveugle qui a permis de mesurer que les limites de détection sont un peu plus élevées (1.5 mag) que ce qu'on attendait en bande J mais que dans les autres bandes l'accord est bon dans l'ensemble. En LSS j'ai développé une méthode d'analyse spécifique qui permet l'évaluation et la soustraction des speckles à partir des données. Cette méthode permet d'obtenir une atténuation du bruit de speckles en fort flux de 4 à 5 mag dès 0.3'' en bande H et de 2 à 3 mag en bande K, ce qui représente une différence de contraste de 13 à 14 mag par rapport au pic de la PSF. En utilisant cette méthode, j'ai montré que le ciel est la principale source de bruit qui vient en limiter les performances en faible flux, en bande K en LRS et dès la bande J en MRS.

La caractérisation des objets détectés peut être effectuée aussi bien en DBI qu'en LRS. En DBI la caractérisation passe par des mesures photométriques dans différentes paires de filtres de IRDIS. Afin d'étudier ces aspects, j'ai mesuré les performances photométriques de IRDIS en photométrie d'ouverture. J'ai ainsi montré que sur les données traitées par SDI+ADI on atteint une précision

meilleure que 0.2 mag dans la zone de correction de l'OA pour les valeurs de contrastes comprises entre 11 et 13 mag. En utilisant ces performances empiriques j'ai étudié de manière systématique les caractérisations en DBI en fonction du contraste et j'ai montré que les filtres Y2Y3 et J2J3 sont mieux adaptés à la caractérisation après une première observation avec H2H3. Pour les planètes détectées avec l'IFS de SPHERE, les mesures en bande Y et J découleront naturellement de la détection grâce au spectre qu'il fournit. Pour les caractérisations avec IRDIS seul, j'ai montré que dans le cas d'une étoile à 10 pc des planètes de  $T_{eff}$  égale à  $\sim 700$  K en fort flux et 500 K en faible flux vont être caractérisables à petite séparation (0.2'') avec 2 paires de filtres, ce qui correspond respectivement à des planètes de 2 et 1  $M_{Jup}$  dans un système âgé de 10 Man. Ces résultats ont été corroborés en partie par les tests en aveugle, les planètes détectées ayant été caractérisées avec une précision de l'ordre de 100 K sur  $T_{eff}$  et 0.5 dex sur  $\log g$  dans 70% des cas avec 2 paires de filtres. Ces tests en aveugle ont également montré que l'estimation de l'erreur photométrique à partir des données est un élément essentiel pour une bonne caractérisation. Un aspect important de la caractérisation concerne l'identification des contaminants stellaires qui peut s'avérer difficile en H2H3 lorsque l'erreur photométrique est importante. D'autres observations en J2J3 ou Y2Y3 seront probablement nécessaires dans la partie du champ non-couverte par l'IFS pour identifier les étoiles de fond. Les contaminants pris par erreur pour des planètes vont se voir attribuer une valeur de  $T_{eff}$  d'autant plus basse que le contraste avec l'étoile sera important. En LSS les caractérisations permettent d'obtenir un spectre complet en une seule observation ce qui assure une détermination des paramètres  $T_{eff}$  et  $\log g$  avec une erreur inférieure à 20% pour des planètes plus chaudes que  $\sim 1000$  K en faible flux à petite séparation angulaire (0.5'') et 1200 K en fort flux, correspondant respectivement à des planètes de 3.7 et 5.3  $M_{Jup}$  dans un système âgé de 10 Man. J'ai montré de plus que les performances des modes LRS et MRS sont similaires. Les résultats de caractérisation en LRS ont été confirmés par les tests en aveugle qui ont montré que les planètes détectables par le mode LRS le sont généralement avec une erreur inférieure à 100 K sur  $T_{eff}$  et 0.5 dex sur  $\log g$ .

Enfin, le dernier aspect de mon travail a concerné l'étude de calibrations et de leur impact sur les performances. En DBI, j'ai simulé l'application d'un mode "gaufre" sur le miroir déformable pour la détermination précise du centre de l'étoile et j'ai montré qu'il permet d'obtenir une précision assurant des performances optimales en détection comme en caractérisation. J'ai également développé une procédure de mesure de la distorsion optique qui devrait permettre d'atteindre une distorsion résiduelle de l'ordre de 1 mas. Cette précision est requise pour la détermination des paramètres orbitaux des planètes détectées dans plusieurs observations. Les tests en aveugle ont montré que la position des objets détectés est entachée d'une erreur de l'ordre de 5 mas pour des contrastes inférieurs à 12.5 mag et de l'ordre de 1 mas pour des contrastes inférieurs à 10 mag. Une précision de 1 mas permettra de mesurer le mouvement sur leur orbite de planètes jusqu'à 100 UA de leur étoile pour des systèmes situés jusqu'à 50 pc avec des observations espacées de 1 an. Enfin, j'ai mesuré l'influence d'erreurs de calibration des grandes structures dans le *flat field* et le fond thermique du ciel et de l'instrument. J'ai montré en utilisant la méthode ADI que l'influence des erreurs jusqu'à 1% est négligeable. Avec la méthode SDI+ADI, l'effet est plus important, mais là encore tolérable jusqu'à 1% d'erreur. En LRS, j'ai principalement étudié l'impact des erreurs de calibration en longueur d'onde, et j'ai montré qu'on peut tolérer des erreurs systématiques jusqu'à une dizaine de nanomètres et des erreurs sur la pente de la loi de calibration jusqu'à 2% sans conséquences majeures sur la caractérisation.

La recherche d'exoplanètes par imagerie connaît actuellement ses balbutiements avec l'arrivée prochaine sur le ciel des premiers instruments véritablement conçus et optimisés pour le grand contraste et la haute résolution angulaire. Les perspectives scientifiques et instrumentales en lien avec SPHERE et IRDIS sont nombreuses. Une première va avoir lieu en laboratoire avec l'intégration de l'instrument qui va permettre de mesurer précisément la qualité optique du système complet. Les performances finales ne pourront se mesurer que sur le ciel avec la détection des pre-

mières planètes par IRDIS et l'IFS. L'observation de systèmes déjà connus comme HR 8799 vont fournir un excellent test des performances par rapport aux instruments de la génération précédente. Les premières données obtenues avec IRDIS vont aussi permettre de vérifier que les performances des méthodes d'analyse des données sont bien au niveau attendu, et vont éventuellement ouvrir la voie à leur amélioration afin d'augmenter les performances de détection jusqu'aux limites physiques fixées par le bruit intrinsèque à la mesure. De plus, ces données seront confrontées au travail de simulation qui a été effectué durant la conception de IRDIS. Bien qu'elles prennent en compte de nombreux aspects, ces simulations font nécessairement des simplifications qui entraînent un écart entre performances simulées et performances réelles. En particulier, un aspect important qui doit être étendu est la simulation des variations temporelles dans le cas du mode LSS de IRDIS. En effet, la variation des speckles quasi-statiques au cours du temps va nécessairement avoir un impact sur la qualité de l'analyse des données et les performances. Le perfectionnement des techniques de simulation est également important pour la conceptions de futurs instruments dédiés à l'imagerie directe sur d'autres télescopes. Enfin, les calibrations des modes d'observation jouent un rôle conséquent dans les performances. Ces aspects ont été abordés séparément les uns des autres, mais une étude globale de l'impact des erreurs de calibration lors de l'analyse des données pourrait révéler d'éventuelles limitations.

Les détections et les non-détections de SPHERE au cours du *NIR-Survey* et de son concurrent américain GPI vont constituer la première étude statistique des planètes géantes gazeuses à grande séparation orbitale dans le voisinage du Système Solaire. Les détections par imagerie directe vont venir idéalement compléter celle obtenues par mesure des vitesses radiales et par transit. En effet, ces méthodes se sont principalement concentrées sur la surveillance des étoiles froides évoluées à la recherche de planètes à courte période orbitale. Inversement, l'imagerie directe va s'attacher à la détection de planètes à longue période autour d'étoiles jeunes et actives. L'accroissement de la base de temps des mesures de vitesses radiales promet même la possibilité de détections conjointes avec l'imagerie directe qui permettrait une étude dynamique de tels systèmes. La caractérisation des objets détectés par imagerie va fournir d'importantes contraintes pour les modèles d'atmosphère et les modèles d'évolution. En particulier, elles vont permettre de mesurer l'impact de la prise en compte des conditions initiales dans les modèles. Enfin l'obtention de spectres à basse et moyenne résolution va permettre de calibrer les modèles d'atmosphère pour des planètes ayant des  $T_{eff}$  supérieures ou égales à quelques centaines de degrés Kelvin.

Enfin, les perspectives de recherche d'exoplanète à plus long terme sont intimement liées aux Très Grands Télescopes (ELTs en anglais pour *Extremely Large Telescopes*) ayant des diamètres compris entre 20 et 50 m. Les projets en Europe ou aux États-Unis sont déjà à un stade avancé avec des premières lumières prévues à l'horizon 2015-2020 pour le TMT ou l'E-ELT. Ces télescopes apporteront un gain conséquent en terme de résolution angulaire et de surface collectrice. Couplés à des systèmes de correction par optique adaptative extrême, ils devraient potentiellement permettre d'atteindre des contrastes de 20 à 25 mag à des séparations angulaires de quelques dizaines de millisecondes d'arc. Ces valeurs de contraste sont de l'ordre de ce qu'on attend en terme de lumière intrinsèque dans l'infrarouge ou réfléchi dans le visible pour des planètes rocheuses. Cependant, atteindre de tels contrastes n'est pas garanti tant les défis instrumentaux à relever sont nombreux. Un des aspects sur lequel j'ai pu travailler au travers de l'expérience APE (*Active Phasing Experiment*) est celui de la segmentation du miroir primaire qui va introduire des erreurs de phase à haute fréquence lorsque les segments constituant le miroir ne sont pas alignés avec une précision de l'ordre de la dizaine de nanomètre. La conception d'instruments dédiés à la recherche de planètes par imagerie pour les très grands télescopes a déjà commencé, avec par exemple le projet EPICS pour l'ELT européen. Néanmoins, de nombreux aspects doivent encore être étudiés pour choisir les meilleures méthodes de détection en exploitant au maximum les capacités d'un télescope géant et peut-être ainsi prendre les images des premières planètes similaires à la Terre



autour d'étoiles proches. Enfin, à encore plus longue échéance, les systèmes planétaires détectés par SPHERE et les ELTs vont constituer le terrain de recherche privilégié des futures grands interféromètres spatiaux qui seront lancés à la recherche de planètes dans la zone habitable et de la vie extraterrestre.

## Annexe A

# Liste des publications

### Revue à comité de lecture

1. **A. Vigan**, C. Moutou, M. Langlois, A. Boccaletti, M. Carbillet, D. Mouillet et I. Smith. *Exoplanet characterization with spectral and angular differential imaging in IRDIS*. 2009, en préparation.
2. **A. Vigan**, M. Langlois, C. Moutou et K. Dohlen. *Exoplanet characterization with long slit spectroscopy*. 2008, *A&A*, 489 :1345–1354.
3. T. Wong, E. F. Ladd, D. Brisbin, M. G. Burton, I. Bains, M. R. Cunningham, N. Lo, P. A. Jones, K. L. Thomas, S. N. Longmore, **A. Vigan**, B. Mookerjea, C. Kramer, Y. Fukui et A. Kawamura. *Molecular line mapping of the giant molecular cloud associated with RCW 106 - II. Column density and dynamical state of the clumps*. 2008, *MNRAS*, 386 :1069–1084.

### Revue sans comité de lecture

1. F. Gonté, C. Araujo, R. Bourtembourg, R. Brast, F. Derie, P. Duhoux, C. Dupuy, C. Frank, R. Karban, R. Mazzoleni, L. Noethe, B. Sedghi, I. Surdej, N. Yaitskova, B. Luong, S. Chueca, M. Reyes, S. Esposito, E. Pinna, A. Puglisi, F. Quiros Pacheco, K. Dohlen et **A. Vigan**. *On-sky Testing of the Active Phasing Experiment*. 2009, *The Messenger*, 136 :25–31.

### Actes de conférences

1. F. Wildi, D. Mouillet, J.-L. Beuzit, M. Feldt, K. Dohlen, T. Fusco, C. Petit, S. Desidera, R. Gratton, H.-M. Schmid, M. Langlois, **A. Vigan**, J. Charton, R. Claudi, R. Roelfsema, A. Baruffolo et P. Puget. *Calibrating SPHERE, the exo-planet imager for the VLT*. 2009, SPIE, vol. 7440.
2. **A. Vigan**, C. Moutou, et M. Langlois. *Exoplanet characterization with long slit spectroscopy in high contrast imaging*. *Compte rendu SF2A*, 2008, 81.

3. M. Carbillet, A. Boccaletti, C. Thalmann, T. Fusco, **A. Vigan**, I. Smith, D. Mouillet, K. Dohlen, P. Bendjoya et A. Ferrari. *The Software Package SPHERE : a CAOS-based numerical tool for end-to-end simulations of SPHERE/VLT*. 2008, SPIE vol. 7015.
4. K. Dohlen, M. Langlois, M. Saisse, L. Hill, A. Origne, M. Jacquet, C. Fabron, J.-C. Blanc, M. Llored, M. Carle, C. Moutou, **A. Vigan**, A. Boccaletti, M. Carbillet, D. Mouillet et J.-L. Beuzit. *The infra-red dual imaging and spectrograph for SPHERE : design and performance*. 2008, SPIE vol. 7014.
5. F. Gonté, C. Araujo, R. Bourtembourg, R. Brast, F. Derie, P. Duhoux, C. Dupuy, C. Frank, R. Karban, R. Mazzoleni, L. Noethe, I. Surdej, N. Yaitskova, R. Wilhelm, B. Luong, E. Pinna, S. Chueca et **A. Vigan**. *Active Phasing Experiment : preliminary results and prospects*. 2008, SPIE, vol. 7012.
6. I. Surdej, B. Luong, **A. Vigan**, C. Araujo, R. Bourtembourg, R. Brast, P. Duhoux, C. Dupuy, C. Frank, F. Gonté, R. Karban, R. Mazzoleni, L. Noethe, N. Yaitskova et K. Dohlen. *Preliminary results obtained with the ZEUS phasing sensor within the APE experiment*. 2008, SPIE vol. 7012.
7. **A. Vigan**, M. Langlois, C. Moutou et K. Dohlen. *Long slit spectroscopy for exoplanet characterization in SPHERE*. 2008, SPIE vol. 7014.
8. **A. Vigan**, M. Langlois, C. Moutou, K. Dohlen, A. Boccaletti et M. Carbillet. *Characterizing Extra-Solar Planets with Long Slit Spectroscopy*. 2007, In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century.
9. K. Dohlen, M. Langlois, P. Lanzoni, S. Mazzanti, **A. Vigan**, L. Montoya, E. Hernandez, M. Reyes, I. Surdej et N. Yaitskova. *ZEUS : a cophasing sensor based on the Zernike phase contrast method*. 2006, SPIE vol. 6267.

## **Annexe B**

# **Exoplanet Characterization with Long Slit Spectroscopy**

## Exoplanet characterization with long slit spectroscopy

A. Vigan, M. Langlois, C. Moutou, and K. Dohlen

Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Technopôle Marseille Étoile, 38 rue Frédéric Joliot Curie, 13013 Marseille, France  
 e-mail: arthur.vigan@oamp.fr

Received 29 April 2008 / Accepted 22 July 2008

### ABSTRACT

**Context.** Extrasolar planets observation and characterization by high contrast imaging instruments is set to be a very important subject in observational astronomy. Dedicated instruments are being developed to achieve this goal with very high efficiency. In particular, full spectroscopic characterization of low temperature planetary companions is an extremely important milestone.

**Aims.** We present a new data analysis method for long slit spectroscopy (LSS) with coronagraphy, which allows characterization of planetary companions of low effective temperature. In a speckle-limited regime, this method allows an accurate estimation and subtraction of the scattered starlight, to extract a clean spectrum of the planetary companion.

**Methods.** We performed intensive LSS simulations with IDL/CAOS to obtain realistic spectra of low ( $R = 35$ ) and medium ( $R = 400$ ) resolution in the  $J$ ,  $H$ , and  $K$  bands. The simulated spectra were used to test our method and estimate its performance in terms of contrast reduction and extracted spectra quality. Our simulations are based on a software package dedicated to the development of SPHERE, a second generation instrument for the ESO-VLT.

**Results.** Our method allows a contrast reduction of 0.5 to 2.0 mag compared to the coronagraphic observations. For M0 and G0 stars located at 10 pc, we show that it would lead to the characterization of companions with  $T_{\text{eff}}$  of 600 K and 900 K respectively, at angular separations of  $1.0''$ . We also show that errors in the wavelength calibration can produce significant errors in the characterization, and must therefore be minimized as much as possible.

**Key words.** techniques: spectroscopic – techniques: image processing – methods: data analysis – stars: planetary systems

### 1. Introduction

Detection of exoplanets through indirect methods, such as radial velocities or transits has become a subject of intensive research that has led to the discovery of more than 270 exoplanets. A future generation of instruments will be able to deliver very high contrast coronagraphic images of nearby stars to detect possible orbiting companions. These direct detections are particularly effective at detecting relatively hot companions at large separations from their host stars, making them the perfect complement to radial velocity and transit methods that are usually able to detect planets with short orbiting periods.

The European project SPHERE (Spectro-Polarimetric High contrast imager for Exoplanets REsearch) for the VLT second generation of instruments aims to detect exoplanets down to a contrast of  $10^{-6}$  at angular separations as small as  $0.1''$  with dedicated extreme adaptive optics and coronagraphs (Dohlen et al. 2006). One of the 3 science channels of SPHERE will be equipped with a near infrared camera, IRDIS (InfraRed Dual Imaging Spectrograph), that will offer several observing modes for exoplanet detection and characterization including long slit spectroscopy (LSS). The prime objective of IRDIS is exoplanet direct detection with simultaneous differential imaging (SDI), a technique that has been extensively described in the literature (Racine et al. 1999; Marois et al. 2000) including possible improvements (Marois et al. 2006). It was also used successfully to detect cool companions with the NACO instrument on the ESO-VLT (Lenzen et al. 2004). This technique relies on the fact that the planetary spectrum has deep absorption features due to its atmosphere composition (e.g.  $\text{CH}_4$  in the  $H$  band), whereas the starlight has a relatively smooth spectrum over the

observation band. Recording two simultaneous images inside and outside of the planet absorption band, and subtracting them allows removal of most of the starlight, leaving mainly the planetary light in the subtracted image residuals.

Although very powerful at detection, this technique appears less suitable for the characterization of exoplanets. Current models predict that giant gas planet atmospheres most probably contain methane and water (Allard et al. 2001, 2003; Burrows et al. 1997, 2006). The reliance on the related molecular features for detection is a primary step in characterization, since it identifies planetary objects with atmosphere deprived of these compounds. However, a full characterization is not possible with a flux difference of only 2 narrow and adjacent bands, which is the information provided by the SDI technique: some degeneracy in planet parameters is probable if only the methane band in  $H$  is observed. It can also be difficult to exclude signal contamination by a background object without more information. This explains why follow-up spectroscopic observations over a significantly wide wavelength range are required.

In IRDIS, this observation mode is achieved with long slit spectroscopy at small ( $R = 35$ ) and medium ( $R = 400$ ) resolutions and coronagraphy over  $J$ ,  $H$  and  $K$  bands. In this context, we adapted and improved the data reduction technique first developed by Sparks & Ford (2002) and used by Thatte et al. (2007) with AO-fed Integral Field Spectroscopy (IFS), to extract a full companion spectrum from simulated high-contrast images. In contrast to its use with an IFS, LSS provides spatial information in only one dimension (along the slit), making it necessary to develop a specific data analysis method.

Our method is very general and can be used on coronagraphic images as well as non-coronagraphic ones. Moreover,

it is fairly simple to implement, and does not require a large number of operations. It is fully described here in the context of SPHERE, since it is intended to be used for LSS data reduction on this particular instrument. Section 2 describes the concept and practical implementation details, Sect. 3 provides a global overview of the simulations performed to simulate realistic LSS data, and Sect. 4 details the global performance of the method and the influence of a few key parameters.

## 2. Data analysis of coronagraphic long slit spectroscopy

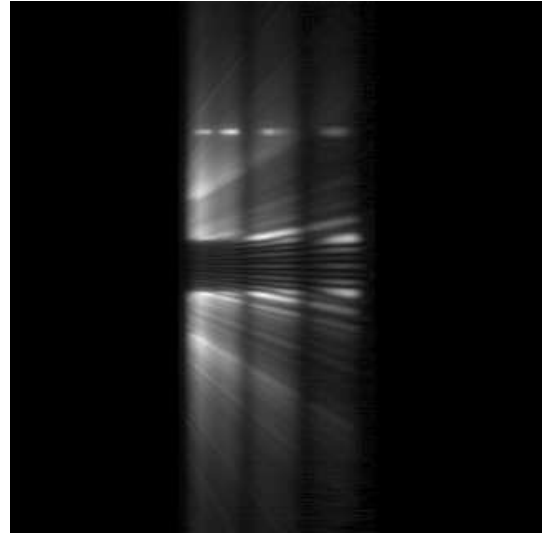
### 2.1. Speckles in long slit spectroscopy images

The main limitation in high-contrast coronagraphic images originates in the speckles (Soummer et al. 2007) induced by atmospheric phase residuals and instrumental static and quasi-static aberrations not corrected by adaptive optics (AO). Most of the atmospheric residuals average out with time, producing a smooth halo on which the static and quasi-static speckles (sometimes called *super-speckles* in the literature) are superimposed. The coherence time of the super-speckles extends from tens of seconds to several minutes (Macintosh et al. 2005; Hinkley et al. 2007), so it is safe to assume that they do not average during a typical integration. In the case of a single image at a given wavelength, the typical angular size of a speckle is  $\theta_{\text{speckle}} = \lambda/D$ , where  $\lambda$  is the wavelength of observation and  $D$  is the telescope diameter. The planet is assumed to be an unresolved point source and its image has a full width at half-maximum (FWHM) that is approximately equal to the diffraction limit. Differentiating a faint planet point-spread function (PSF) from a speckle is therefore impossible with a single image, and without using a temporal sequence or other spectral information.

The position and size of a speckle in the field of view is wavelength-dependent: as the wavelength increases from  $\lambda_1$  to  $\lambda_2$ , the FWHM of a single speckle and its angular separation from the star both increase by a factor  $\lambda_2/\lambda_1$ . Following the wavelength axis at a fixed angular separation from the star, one would measure a strong modulation in the intensity as the Airy rings and speckles cross this position (see Sparks & Ford 2002, Fig. 24). A possible faint companion signal would remain undetected in the modulations due to the wavelength dependence of the speckle pattern. However, a fixed physical object (e.g. a planetary companion) will not change its position with wavelength: only its FWHM will be multiplied by the aforementioned factor. This property enables a good determination and subtraction of wavelength dependent features at a given position, and allows the detection of physical objects in the vicinity of the star.

In the case of long slit spectroscopy, an infinity of images of the slit at increasing wavelengths are dispersed and superimposed to create a spectrum such as that shown in Fig. 1. The wavelength-dependent artifacts such as speckles create oblique lines<sup>1</sup> in the spectrum. A bright speckle will see its size increased with wavelength, creating a bright line in the spectrum with increasing width. A physical object creates a straight line at a fixed radial separation from the star, and its FWHM increases linearly with wavelength. Our method uses these geometrical properties to separate the planet and the star spectra, as proposed by

<sup>1</sup> In the case of a spectrum with constant spectral interval (case considered in this work), the wavelength dependent artifacts create straight oblique lines. In a more general case where the spectral interval may vary (constant resolution for instance), the artifacts follow a curve as a function of wavelength.



**Fig. 1.** Low resolution ( $R = 35$ ) simulated spectrum with coronagraphy in the  $J$ ,  $H$  and  $K$  bands of an M0 star with a relatively bright companion at an angular separation of  $1.0''$ . Wavelength is along the horizontal axis, and angular separation along the vertical axis, starting from the center. The obscured central part corresponds to the position of the  $0.4''$  coronagraph mask. The speckles form oblique lines in the spectrum because their angular separation scales linearly with wavelength, whereas the planet position is fixed. For clarity, the displaying scale is not linear.

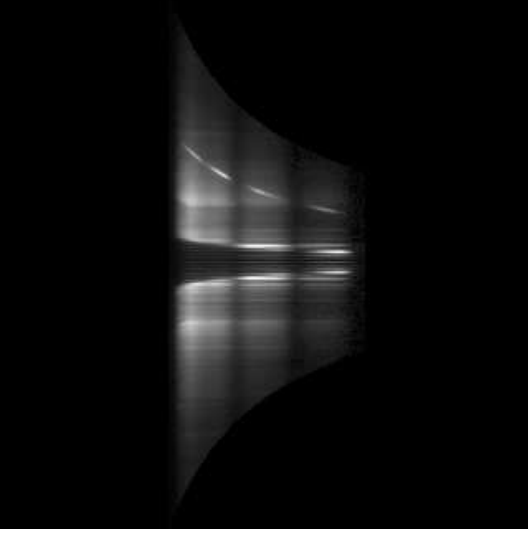
Thatte et al. (2007) with spectral deconvolution (SD) in the case of IFS observations.

### 2.2. Method description

#### 2.2.1. General concept

In the image representing the spectrum, each column of pixels corresponds to a spectral interval  $\Delta\lambda$  of a few nanometers, centered on a particular wavelength. From now on, we assume that a given column of pixel  $i$  in the spectrum corresponds to a single wavelength equal to the central wavelength  $\lambda_i$  of the spectral interval  $\Delta\lambda_i$ . This approximation is valid as long as  $\Delta\lambda_i/\lambda_i \ll 1$ , which is the case for the wavelength range and spectral interval considered in our work (see Sect. 3) where  $\Delta\lambda_i/\lambda_i < 0.015$  in any case.

The first step corrects the spectral dependency of the speckles by spatially rescaling each column of pixels by a factor  $\alpha_i = \lambda_0/\lambda_i$ , where  $\lambda_0$  is the shortest spectrum wavelength. Since  $\alpha_i$  is not an integer for most columns, each column was resampled in the spatial direction to rescale its length from one integer number of pixels to another integer number of pixels. The number of resolution elements is fixed by the instrumental setup (i.e. the platescale) in the spatial direction, and by the dispersive element in the spectral direction. In fact, the spectrum is resampled within a grid  $\sim 15$  times smaller than the original pixel grid before rescaling the columns by the factor  $\alpha_i$ . When calculating the new integer number of pixels for column  $i$ , this spatial oversampling allows us to reduce the round-off error introduced by the non-integer factor  $\alpha_i$ . With the approximation mentioned in the previous paragraph, neglecting the spectral interval  $\Delta\lambda_i$  translates into an error of less than 1.5% in  $\alpha_i$ . The final rescaled spectrum is shown in Fig. 2.



**Fig. 2.** Same spectrum as Fig. 1 where each column has been rescaled according to its corresponding central wavelength to correct for the spectral dependence of the speckles. The speckles are now along straight horizontal lines, and the planet follows a  $1/\lambda$  law. The displaying scale is the same as in Fig. 1.



**Fig. 3.** Final spectrum after removing scattered starlight and scaling its dimensions back to their original size. Most of the starlight has been removed, and the companion spectrum can be easily extracted. Some residuals are visible, especially close to the center where the star lies. The displaying scale is the same as in Fig. 1.

The rescaling corrects the spectral dependence of each speckle, ensuring that they follow horizontal straight lines, while the companion spectrum follows a  $1/\lambda$  law. Speckles are induced by random phase errors in the incoming wavefront that scatters the starlight. The fraction of light scattered in each speckle coming from the companion is negligible compared to the scattered light of the star, so it is safe to assume that the spectral decomposition of a speckle reflects only the star spectrum, multiplied by atmospheric and instrumental transmission. The only difference between one angular position and another is the amplitude of the modulation created by the succession of bright and dark speckles superimposed on the star halo and the Airy pattern. As a result, the star spectrum can be recreated precisely by averaging all the lines for which a full spectrum is available. If the spectrum extends to an angular separation  $\pm\rho$  rad from the star, the lines containing a complete spectrum are those with a separation of  $\pm\rho D/\lambda_1$  cycles per pupil diameter, where  $\lambda_1$  is the longest wavelength in the spectrum. In the case of coronagraphic LSS, we have to exclude the central lines corresponding to the position of the Lyot coronagraphic mask. We finally obtain a linear average spectrum of the star, which we refer to as the model spectrum.

The next step is to estimate the exact amount of starlight at each angular separation from the star. To do so, we extract a linear spectrum at each angular position at which we fit our model spectrum in amplitude using a least-squares estimation. At the beginning, both the linear and the model spectra are normalized to unity, and we allow our model normalization to vary between a factor of 0.5 and 3 times the initial normalization, in steps of 1%, during the fitting process. This allows us to optimize the fit of the model to the linear spectrum. Our least-squares statistic is defined to be

$$s^2 \equiv \frac{\sum_{i=1}^N [\beta f_i^{\text{model}} - f_i^{\text{linear}}]^2}{N}, \quad (1)$$

where  $f_i^{\text{model}}$  and  $f_i^{\text{linear}}$  are the model flux and the flux of the linear extracted spectrum, at the considered angular separation in each wavelength bin  $i$ ;  $\beta$  is the varying normalization applied

to the model, ranging from 0.5 to 3 in steps of 0.01; and  $N$  is the total number of wavelength bins. The parameter  $s^2$  therefore evaluates the average deviation between the model and the linear spectrum. The optimal fit to the data is obtained by finding the normalization  $\beta_m$  that minimizes  $s^2$ . When the appropriate normalization  $\beta_m$  has been determined, the model is multiplied by the product of this factor and the initial factor used to normalize the linear spectrum to unity.

By doing so for every angular separation in the spectrum, we construct a “clean” spectrum i.e. a spectrum devoid of light from the companion, that we will refer to as the reconstructed spectrum from now on. The reconstructed spectrum is subtracted from the rescaled spectrum, to remove most of the scattered starlight and reveal the spectrum of the companion. Finally, each of the resulting spectrum columns needs to be scaled back to its original size to be able to recover the companion spectrum along a straight horizontal line. It is then possible to extract a final spectrum of the companion unaffected by any scattered starlight. The final spectrum is illustrated in Fig. 3.

### 2.2.2. Discussion and implementation details

A few important details need to be emphasized to achieve a robust implementation of this data analysis method. First of all, this method is affected by the same conditions about the *bifurcation point* defined by [Thatte et al. \(2007\)](#). The issue is not to estimate the starlight uncontaminated by light from the companion, which is achieved by averaging the spectrum, but to have a sufficient number of points to complete an accurate amplitude fitting. To estimate reliably the amount of scattered starlight at a given angular position, it is necessary that at least one data element that is uncontaminated by the light of the companion. The more data points used to fit the linear average spectrum, the more accurate the estimation of the stellar contribution, and the more reliable the characterization of a companion will be.

Secondly, for very bright companions, a mask is applied to the data being fitted to ensure that the light of the companion



does not contaminate the amplitude fit. If a companion is very bright compared to the scattered starlight that we wish to evaluate, the fitting will be completely biased: the reconstructed spectrum will be overestimated and the companion spectrum continuum will be underestimated. When subtracting the reconstructed spectrum from the observed data, part of the companion light is then removed. This issue is important only for very bright companions, whose position can be easily ascertained from the data to create a mask at the appropriate position. The exact size of this mask can be deduced from the instrumental PSF. We choose to consider a size of  $2.5\lambda/D$  to completely mask the PSF core (see Sect. 4.2.1 for a more complete analysis).

Finally, depending on the slit size and spectral range, it is important to consider that speckles located at the edge of the slit move out of the slit as the wavelength increases. For the slit sizes (0.09'' and 0.12'', see Sect. 3) and wavelength range (*J*, *H* and *K* bands) considered, a significantly large number of speckles move out of the slit (~50%). The impact of this effect is identical at all positions in the slit, so the final influence is negligible on data analysis. However it means that the measured model spectrum is not equivalent to the true star spectrum. And that discrepancy between the two increases with wavelength as speckles move out of the slit. This implies that precise photometry of the star cannot be performed on the model spectrum.

### 3. LSS simulations

Intensive simulations were completed to simulate realistic spectra for testing the method. We used the complete simulation model of the VLT-SPHERE instrument developed for end-to-end simulations. This model is a diffractive code written in IDL (Interactive Data Language) that is based on the CAOS (Code for Adaptive Optics Systems) problem solving environment (Carillet et al. 2004) with a package developed for the SPHERE project (Carillet et al. 2008). We do not to describe in detail the content of this simulation code, but present a global overview of the simulated.

The SPHERE package for CAOS is a diffractive end-to-end simulation code that takes into account multiple sources of aberrations, such as atmospheric residuals, AO correction and optical aberrations. It consists of separate modules, which simulate different parts of the instrument i.e. the extreme AO system SAXO, the optical common path, and the science modules. A specific part of the code is dedicated to LSS simulations with coronagraphy. This code does not simulate temporal variation in the aberrations: only the AO-filtered atmospheric residuals are changed during the simulation. The final output of the code are normalized images of the PSF, the coronagraphic PSF, and slit images at different wavelengths.

A second code was developed to scale these normalized images to the correct photometric values according to the instrument design, the star being observed, the distance, the angular separation, and the  $T_{\text{eff}}$  of the companion. In particular, the code accounts for the global throughput of the instrument, as well as the atmospheric transmission. The code considers OH lines but not their variability. The spectra used to model the companions in the simulations are the latest synthetic spectra generated by the ENS Lyon group with the PHOENIX code (Allard et al. 2001). More precisely, we used the models designated DUSTY-2000, COND-2002, and SETTL (Allard et al. 2001, 2003, and private communication). Finally, a realistic amount of noise was added depending on the characteristics of the particular next-generation AO imaging instruments i.e. detector noise, sky background and instrumental thermal background. The final output

**Table 1.** Simulated long slit spectroscopy modes.

Mode	Band	Resolution <sup>a</sup>	$\Delta\lambda$ (nm/pixel)	Slit width ('')
LRS	<i>JHK</i>	35	13.6	0.12
MRS	<i>J</i>	400	1.19	0.09

<sup>a</sup> Resolution is given at  $\lambda = 950$  nm.

**Table 2.** Planetary models included in the simulations.

Model	$T_{\text{eff}}$ (K)	Contrast <sup>a</sup> M0 (Mag)	Contrast <sup>a</sup> G0 (Mag)
COND	400	15.0	17.6
COND	500	13.6	16.2
COND	600	12.4	15.0
COND	700	11.0	13.6
SETTL	900	9.6	12.2
COND	1000	9.3	11.9
SETTL	1200	7.5	10.0
SETTL	1700	5.8	8.4
SETTL	2400	3.0	5.6
DUSTY	2500	3.0	5.5

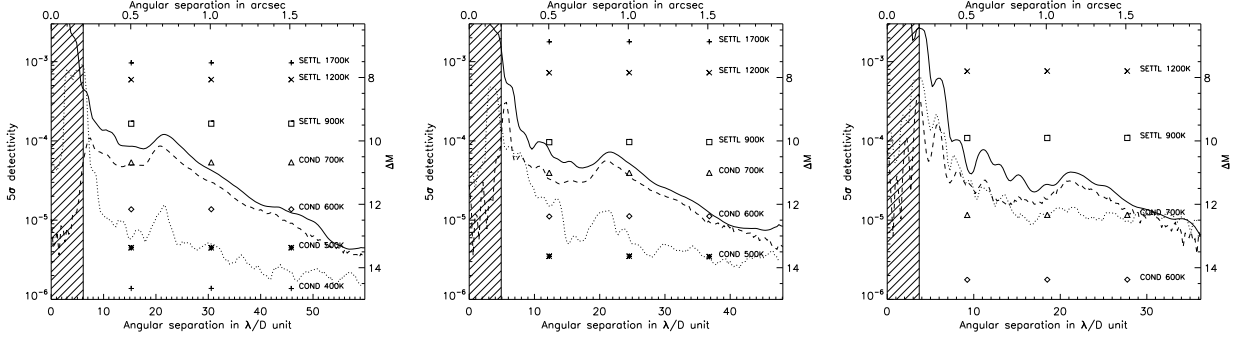
<sup>a</sup> Contrast is calculated over the *J*, *H* and *K* bands.

was a two-dimensional spectrum of the star with one or more companions at different angular separations.

We simulated 0.12'' and 0.09'' wide slits with a 0.20'' radius Lyot coronagraph at the center, for an 8 m diameter telescope. The number of wavelengths and the spectral interval was carefully chosen to produce spectra at low and medium resolution, referred to as LRS and MRS respectively (see Table 1). The amount of optical aberrations was set to be ~50 nm rms before the coronagraph, and ~40 nm rms after the coronagraph. The atmosphere was simulated by a set of decorrelated phase screens, each corresponding to approximately 80 nm rms of wavefront aberrations after AO correction. We limited our simulations to 100 phase screens to produce a smooth star halo. In theory, this number is too small to produce a "true" long exposure. If we assume that atmospheric residuals have a correlation time of the order of 1 ms and that a typical exposure time for a DIT is 10 s, then 10000 decorrelated phase screens would be required to produce a long exposure. However, in practice using fewer phase screens has proven to give good results in various conditions, while significantly reducing the computing time of the simulations. The total amount of aberrations is ~110 nm rms, which corresponds to a Strehl ratio of 83% at 1.6  $\mu\text{m}$ . Although high compared to existing instruments with conventional AO (typical Strehl ratio for VLT-NACO in standard conditions is between 40% and 60% in *K* band, see Clenet et al. 2004), these overall performances are realistic for new instruments with high order AO systems and exceptionally high optical quality such as VLT-SPHERE. To generate a significant amount of data we created 6 independent sets of data in LRS with our simulation code by changing the random number generator seeds for every set. Each set produced a spectrum with a unique realization of the random atmospheric and instrumental aberrations. For MRS, only 2 different data sets were generated in *J* band because of the considerable number of wavelengths that had to be simulated.

Photometry for each data set was calculated to be representative of one hour exposure time for M0 and G0 stars at a distance of 10 pc, and companions with effective temperatures ranging from 400 K to 2700 K at angular separations of 0.5'', 1.0'', and 1.5'' (transposing to 5, 10 and 15 A.U. at 10 pc respectively). Table 2 lists the atmosphere models used, their effective temperatures, and contrast in the *JHK* bands around M0 and G0 stars.





**Fig. 4.** Contrast curves for a M0 star at 10 pc in *J* band ( $\lambda = 1.27 \mu\text{m}$ ), *H* band (middle,  $\lambda = 1.58 \mu\text{m}$ ), and *K* band (right,  $\lambda = 2.10 \mu\text{m}$ ), for an exposure time of 1 h at LRS. The hatched area is the part covered by the coronagraph mask. The plot shows the non-coronagraphic PSF (plain line), the coronagraphic PSF (dashed line), and the contrast level after applying our method (dotted line). The simulated companions with different  $T_{\text{eff}}$  are also plotted at 3 angular separations,  $0.5''$ ,  $1.0''$  and  $1.5''$ , with their effective temperature and the atmosphere model.

Different noise sources were added as residual variance simulate the detection process realistically i.e. photon noise, flat field noise (0.1%), and read-out noise ( $15 e^-$ ). Thermal background coming both the sky and the instrument were also added: the instrumental thermal background was simulated to be photon noise induced by a constant emission with a fixed number in *K* band:  $344 \text{ photon s}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$ ; the sky background has been simulated as a two-dimensional spectrum calculated to match the sky emission at ESO-Paranal observatory in Chile ( $86 \times 10^{-16} \text{ photon s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ as}^{-2}$  at  $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ , values calculated from Patat 2008). The final output of the simulation represents science calibrated images that were reduced following the usual steps of data reduction.

## 4. Results

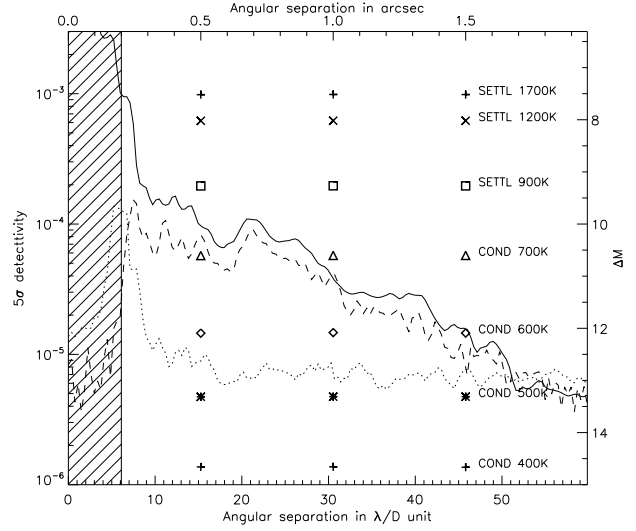
### 4.1. Data analysis performance

The global performance takes into account two aspects: (a) the achievable contrast, and (b) the fidelity of the extracted companion spectrum with respect to the original spectrum. We discuss our results in terms of these complementary aspects in the following sections.

#### 4.1.1. Contrast reduction

The goal of the data analysis in LSS was to remove the scattered starlight and to improve the contrast. If we consider starlight to be the main noise source, this operation will improve the signal-to-noise ratio (SNR). Figures 4 and 5 present the  $5\sigma$  detectivity at different wavelengths for a M0 star at 10 pc and companions of increasing  $T_{\text{eff}}$  at 3 angular separations, at LRS and MRS respectively. The contrast curve was obtained by measuring the standard deviation of the corrected spectrum in a window about the considered wavelength of a width equal to that of the slit image on the detector. All curves were normalized to the non-coronagraphic PSF.

At LRS, we see a clear improvement in the contrast in *J* and *H* bands between the coronagraphic PSF before and after correction. The gain is of the order of 2.5 mag close to the star, and 1 mag farther out. Companions as cold as 600 K could be characterized adequately in these bands very close from the star, while for a temperature of 500 K they are detectable at separations larger than  $1.0''$ . In *K* band, where the contrast is already favorable, the method is almost inefficient. For the G0 star (not

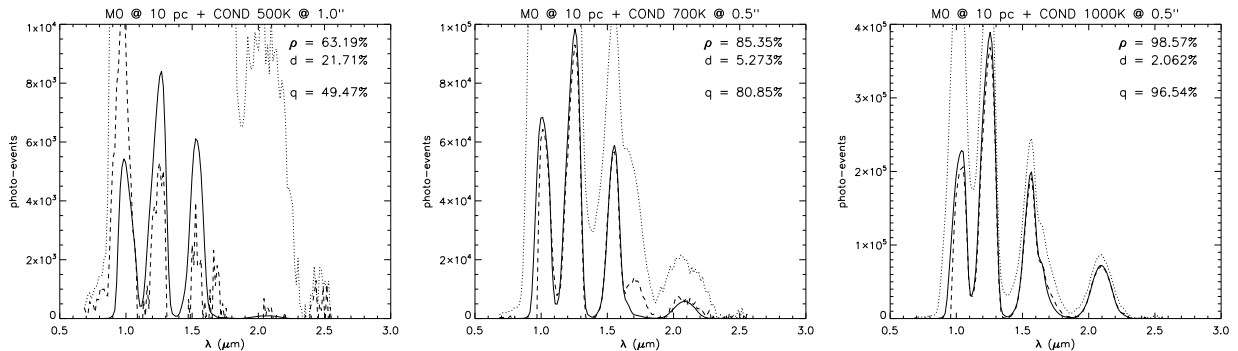


**Fig. 5.** Contrast curves for a M0 star at 10 pc in *J* band ( $\lambda = 1.27 \mu\text{m}$ ), for an exposure time of 1 h at MRS. The hatched area is the part covered by the coronagraph mask. The plot shows the non-coronagraphic PSF (plain line), the coronagraphic PSF (dashed line) and the contrast level after applying our method (dotted line). The simulated companions with different  $T_{\text{eff}}$  are also plotted at 3 angular separations,  $0.5''$ ,  $1.0''$ , and  $1.5''$ , with their effective temperature and the atmosphere model.

plotted here), the results are similar in terms of magnitude gain. The results are of higher quality in *K* for the G0 star, where a gain of 1 mag is achieved at separations larger than  $0.7''$ .

At MRS the gain is comparable to the LRS case in *J* band with a 2.5 mag increase in the contrast close to the star, but a constant level is reached at an angular separation of  $\sim 0.5''$ . For larger separations, the final contrast level remains equal to  $10^{-5}$ . Further simulations show that this is the noise level of the sky that sets this limit. Using a thinner slit would decrease the sky flux, and then its noise level, probably allowing us to reach performances comparable to the LRS at the same angular separations.

Although calculated for a given instrumental configuration, these contrast plots are representative of our method performance because for a given configuration they show a clear improvement in the contrast. The limiting factor here is probably



**Fig. 6.** Example of quality factor for 3 different companions around an M0 star at 10 pc in LRS. In the upper-right part of each plot, we indicate the correlation factor  $\rho$ , the discrepancy factor  $d$ , and the final quality factor  $q$ . The plot shows the spectrum that was introduced as input in the data analysis (planet only, plain line), the spectrum before data analysis (star and planet, dotted line), and the spectrum extracted as a result of data analysis (dashed line).

the correlated speckle residuals that appear in Fig. 3. These residuals come from an inaccurate estimation of the scattered light during the amplitude fitting of the model spectrum. Since the model spectrum is an average, it is likely that small variations in the speckle spectrum at each angular separation cannot be measured exactly.

#### 4.1.2. Extracted spectrum quality

The quality of the data analysis must be quantified to evaluate the confidence that can be attributed to a given result. Two different aspects of extraction quality need to be monitored: (a) the correlation and (b) the discrepancy between input and output spectra. The former is measured by a simple correlation coefficient

$$\rho_{S_i, S_o} = \frac{E[S_i S_o] - E[S_i]E[S_o]}{\sigma_{S_i} \sigma_{S_o}}, \quad (2)$$

where  $S_i$  is the input spectrum,  $S_o$  is the output spectrum, and  $E[S]$  and  $\sigma_S$  denote the mean and standard deviation of a spectrum  $S$  respectively. The latter aspect is measured by the factor

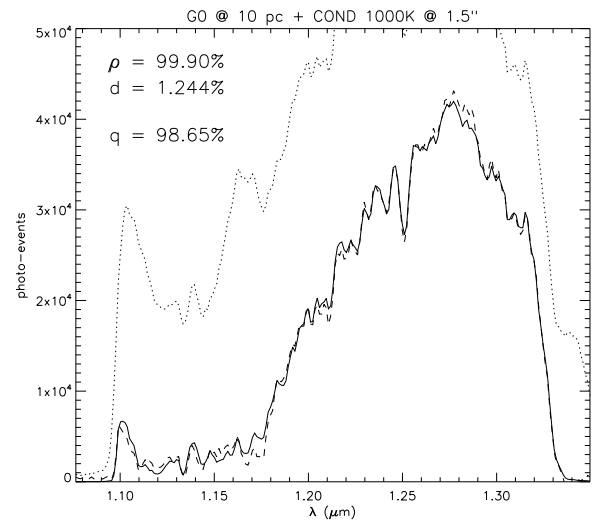
$$d_{S_i, S_o} = E \left[ \frac{|S_i - S_o|}{\text{Max}(S_i)} \right]. \quad (3)$$

This factor represents the mean discrepancy between the input spectrum and the spectrum that is extracted during analysis. It is normalized such that it provides a value between 0 and 1; the closer to 0 the value is, the higher is the quality of the data analysis. The final quality factor is obtained by multiplying the two previous factors to measure both the correlation quality and the discrepancy between the input and the output:

$$q_{S_i, S_o} = \rho_{S_i, S_o} (1 - d_{S_i, S_o}). \quad (4)$$

A value of  $q = 1.0$  denotes a perfect data analysis (i.e.  $S_i$  and  $S_o$  are identical), while smaller values denote lower levels of quality. It is necessary to define a ground value above which the data analysis can be considered successful or adequate.

Figure 6 presents three cases with very different values of the quality factor at LRS. The lowest quality case corresponds to a 500 K companion at  $1.0''$  from an M0 star at 10 pc, for which we have a 49.47% quality factor. The most prominent features in the input spectrum appear in the extracted spectrum, giving an intermediate correlation factor of 63.19%, but the mean discrepancy between the input and output spectra is quite high, reaching more



**Fig. 7.** Example of quality factor in  $J$  band for an M0 star at 10 pc and a 1000 K companion at  $1.0''$  in MRS. At this resolution, spectral features are clearly visible. In the upper-right part of the plot is given the correlation factor  $\rho$ , the discrepancy factor  $d$  and the final quality factor  $q$ . The plot shows the spectrum that was introduced as input in the data analysis (planet only, plain line), the spectrum before data analysis (star and planet, dotted line) and the spectrum extracted as a result of data analysis (dashed line).

than 100% in some areas of the spectrum. Photometry analysis of such a spectrum would produce spurious results. The second case is a 700 K companion at  $1.0''$  from the same star. The correlation is high, and the mean discrepancy is below 10%, leading to a high quality factor of 80.85%. All the main features of the spectrum are reproduced with good accuracy, except for some local residuals that have not been completely eliminated during data analysis. Finally the most successful case is a 1000 K companion at  $1.0''$  from the same star, which has a quality factor of 96.54%. All features in the spectrum are reproduced with high precision, allowing an optimal characterization of the companion from its spectrum. The quality factor for a given star clearly depends on the companion  $T_{\text{eff}}$  and angular separation, i.e. on the overall contrast.

Figure 7 shows a good case of data analysis at MRS around a G0 star at 10 pc. The discrepancy is low (less than 2%) and the

**Table 3.** Error on  $T_{\text{eff}}$  estimation as a function of quality factor.

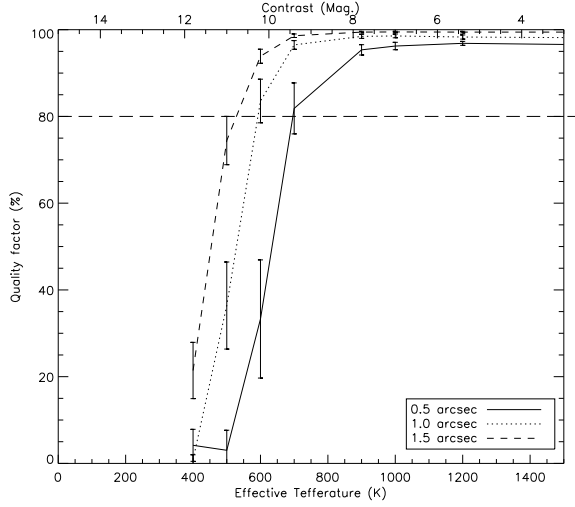
Quality factor (%)	$T_{\text{eff}}$ error (K)
0–9	1400
10–19	800
20–29	600
30–39	1100
40–49	200
50–59	300
60–69	200
70–79	100
80–89	100
90–100	100

correlation almost 100%, providing a final quality factor of more than 98%. The dotted line that represents the spectrum before data analysis clearly indicates the gain provided by our method: all scattered starlight has been removed, and the spectrum shows distinct spectral features that were lost in the starlight.

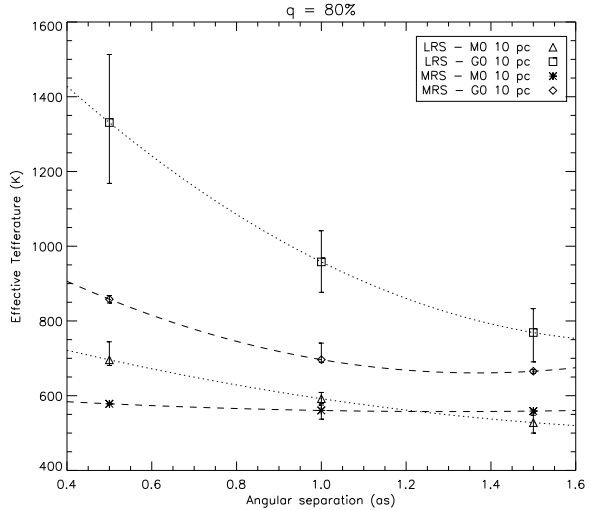
One of the primary goals of using LSS on planetary companions is to determine accurately the  $T_{\text{eff}}$  of the target. We studied the error in the  $T_{\text{eff}}$  estimation as a function of the quality factor value. To estimate this error, we recalculated photometry with the COND model from the ENS Lyon group for effective temperatures ranging from 400 K to 1500 K in steps of 100 K. Each of these COND models were introduced into our data analysis code for M0 and G0 stars at 10 pc and angular separations of 0.5", 1.0", and 1.5". The output spectra of the data analysis was then compared with the complete COND library<sup>2</sup> to estimate the  $T_{\text{eff}}$  from the extracted spectra. Table 3 provides the absolute value of the error in  $T_{\text{eff}}$  as a function of the quality factor (in bins of 10%). For small quality factors (below 40%), the error in  $T_{\text{eff}}$  is significant. Results with quality factors in the range 0–40% should therefore not be trusted. For quality factors in the range 40–70%, the error is  $\sim 200$  K, which represents an error of more than 25% for a companion with  $T_{\text{eff}} = 700$  K. For an accurate estimation of  $T_{\text{eff}}$ , quality factors of more than 70% are required. Above this limit, the error is 100 K or lower. To achieve yet higher accuracy, a finer model grid in temperature should be used. In the following, we choose to set the lower limit for the quality factor to be 80%, i.e. we consider that results of quality factors smaller than 80% do not provide a sufficiently precise estimation of  $T_{\text{eff}}$ .

Figure 8 indicates the quality factor values for companions with various effective temperatures at 3 angular separations around an M0 star at 10 pc in LRS. The plot gives an overview of the evolution of the quality factor with effective temperature and angular separation. The evolution with  $T_{\text{eff}}$  is globally the same at each separation: the quality factor slope is very high over a small range of effective temperature, going from close to 0 to approximately 80%. Above this limit, the slope slowly decreases to reach an almost flat regime above 95%. The difference with angular separation is the temperature at which the 80% level is reached: there is a large improvement in contrast between 0.5" and 1.5". At 0.5", the 80% level is reached for a  $T_{\text{eff}}$  of 700 K (contrast of 11.0 mag), while at 1.5" the same level is reached for a  $T_{\text{eff}}$  of 500 K (contrast of 13.6 mag). Results are of even higher contrast for the G0 star (not plotted here), generating wider error bars, in particular for low  $T_{\text{eff}}$  for which the contrast is very

<sup>2</sup> The complete library contains models with  $T_{\text{eff}}$  from 100 K to 3000 K in steps of 100 K. It is available at <ftp://ftp.ens-lyon.fr/pub/users/CRAL/fallard/>



**Fig. 8.** Quality factor for companions around an M0 star at 10 pc in LRS with different  $T_{\text{eff}}$  at 3 angular separations, 0.5" (plain line), 1.0" (dot line) and 1.5" (dashed line). The horizontal dashed line marks the 80% level above which the estimation of the  $T_{\text{eff}}$  can be accurately determined. Error bars represent the standard deviation of the quality factor over the 6 independent data sets that we have simulated in LRS.



**Fig. 9.** Effective temperature at which a value of 80% for the quality factor is reached in the case of M0 and G0 stars at 10 pc, as a function of angular separation, in LRS and MRS. A square law has been fitted on the points (dotted lines for LRS, dashed line for MRS) to show the overall evolution with angular separation. The MRS results are only representative of the  $J$  band, and may change slightly for a larger wavelength range.

high (15 mag for a 600 K companion). The slope of the curves is different for each angular separation: it is steep for a separation of 1.5", and decreases for increasing separations. The curves for separations of 1.5", 1.0", and 0.5" reach the 80% level at different effective temperatures of 700 K, 900 K, and 1200 K, corresponding to contrasts of 13.6, 12.2, and 10.0 mag respectively. This is consistent with the contrast values at which the 80% level is reached for the M0 star.

Figure 9 summarizes the results of the quality factor for both M0 and G0 stars at 10 pc at both LRS and MRS. It shows the

effective temperature at which a value of  $q = 80\%$  is reached as a function of angular separation. We clearly see the difference in regime between the two stars. A square law was fitted to the data to provide a general idea of the overall evolution, but more points are necessary to have a clearer idea of the real dependence on angular separation.

For the M0 stars, the 80% level is reached over a small range in  $T_{\text{eff}}$  (less than 200 K). The influence of angular separation is then quite small, especially at MRS for which the curve is almost flat. This is because at MRS we are limited by the sky level for an M0 star at 10 pc. For G0 stars, the influence of angular separation is far more significant: the range of  $T_{\text{eff}}$  covered to reach  $q = 80\%$  is more than 600 K in LRS. At MRS, the range is only  $\sim 250$  K, but compared to the evolution in M0 stars, this range is rather large. It finally shows that good characterization of companions with  $T_{\text{eff}}$  of 600 K orbiting at angular separations of  $1.0''$  around an M0 star at 10 pc can be achieved. For a G0 star at 10 pc, the characterization of companions with a  $T_{\text{eff}}$  of 900 K is possible at separations of  $1.0''$ .

#### 4.2. Influence of varying parameters

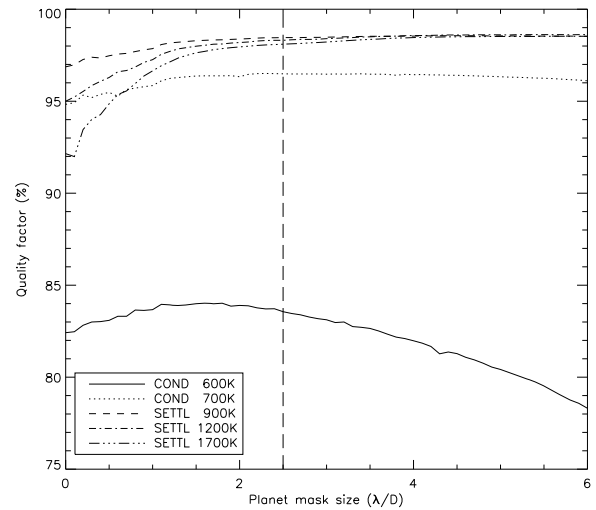
We study the influence of different data analysis parameters and procedures on the quality factor. To compare the different effects, we focus on the case of an M0 star at 10 pc at LRS, with companions of various  $T_{\text{eff}}$  at an angular separation of  $1.0''$ . The MRS case was not considered given the fact that only 2 sets of simulation data in  $J$  band were available, but the conclusions for LRS would be applicable to MRS, with a possible scaling factor related to the resolution difference. The two parameters that we studied were the planet mask size (Sect. 4.2.1) and the wavelength calibration (Sect. 4.2.2).

##### 4.2.1. Planet mask size

As explained in Sect. 2.2.2, a mask needs to be applied to the planet signal during the amplitude fitting of the model spectrum to the data to avoid any contribution of the companion signal to the level of scattered light. We studied the effect of changing the mask size as a function of the companion  $T_{\text{eff}}$ . The results are plotted in Fig. 10.

Two distinct regimes can be clearly identified: (i) the case of very faint companions ( $T_{\text{eff}} \lesssim 800$  K) that cannot be recovered completely during data analysis because of noise and intrinsic limitations of the method; and (ii) the case of fairly bright or bright companions that can be recovered almost completely by the data analysis. In the first case, using a planet mask is unnecessary because it either has no clear effect on the quality factor (COND 700K model) or degrades the quality of the companion signal extraction (COND 600K model). For the 700 K case we see a very small improvement over the 0.0–2.5  $\lambda/D$  range, followed by a slow decrease towards larger sizes. For the 600 K case, a slight amelioration of the quality factor is then followed by a clear degradation of the extraction when mask size increases. In this regime of high contrast where the noise becomes important and may become dominant over the signal, masking part of the signal only reduces the SNR and obviously degrades the data analysis.

For relatively bright companions ( $T_{\text{eff}} \gtrsim 800$  K), we enter a second regime where the companion signal dominates the noise, and an almost complete recovery of the spectrum is achievable. In this case, masking the planet signal is absolutely necessary. With a planet mask, the quality factors increase drastically for



**Fig. 10.** Influence of the planet mask size on the quality factor for 5 companions of increasing  $T_{\text{eff}}$  orbiting around an M0 star at 10 pc and an angular separation of  $1.0''$ . Since the diameter of the planet PSF is wavelength dependent, the mask size is calculated in  $\lambda/D$  units. The vertical dashed line marks the  $2.5\lambda/D$  limit that was used as default mask size in the simulations presented in this work.

bright companions: with a mask of size  $2.5\lambda/D$ , a 6% gain is observed for the SETTL 1700 K model. For colder companions, the effect of a mask of that size is less important, but not negligible. However, above  $2.5\lambda/D$ , the effect is very small.

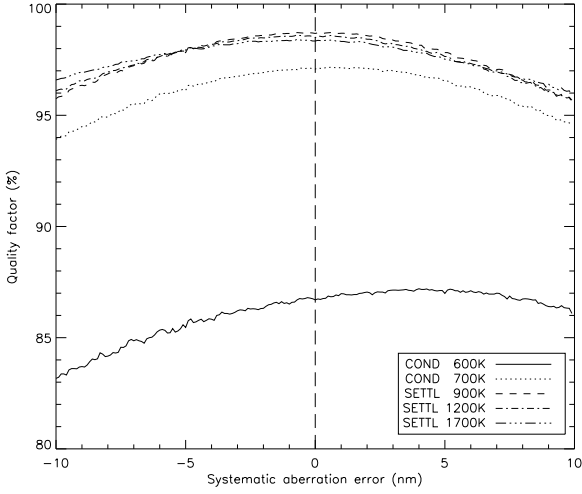
The origin of that limit is the encircled energy in the PSF of the companion: with a Strehl ratio of 90%, more than 77% of the energy is contained in a circle of diameter  $2.5\lambda/D$ . In our implementation of the method, we set the size of the planet mask to be this size. In the regime of faint companions, a degradation of  $\sim 1\%$  or less for companions with  $T_{\text{eff}} \lesssim 800$  K is acceptable compared to the gain of several percent that is obtained for brighter companions. In practice, it could be possible to decide whether or not a mask needs to be used on an individual case basis, but deciding which cases need a mask and which do not is not obvious a priori. This is why we decided to use a mask in all cases, without any variation as a function of  $T_{\text{eff}}$ .

##### 4.2.2. Wavelength calibration

Until now we assumed that the wavelength calibration is perfect i.e. that for each pixel column the corresponding wavelength is known precisely. Good wavelength calibration is a priori necessary to accurately rescale the spectrum and remove the wavelength dependence, and then be able to characterize the planetary companion. For the considered instrument, the calibration of a long slit spectrograph with a resolution of  $R = 35$  can be achieved to a precision of  $\sim 0.2\%$  from the slope of the wavelength dependence, and with a systematic error of less than 15 nm. To understand the consequences of such errors in the calibration more clearly, we simulated two different cases: (i) a case where a systematic error of a few nanometers was added to the calibration; and (ii) a case where the slope of the wavelength calibration was changed.

Figure 11 displays the effect of systematic errors in the calibration for various companions around an M0 star at 10 pc and an angular separation of  $1.0''$ . Errors of 10 nm were introduced in steps of 0.1 nm, and the resulting quality factor was plotted for



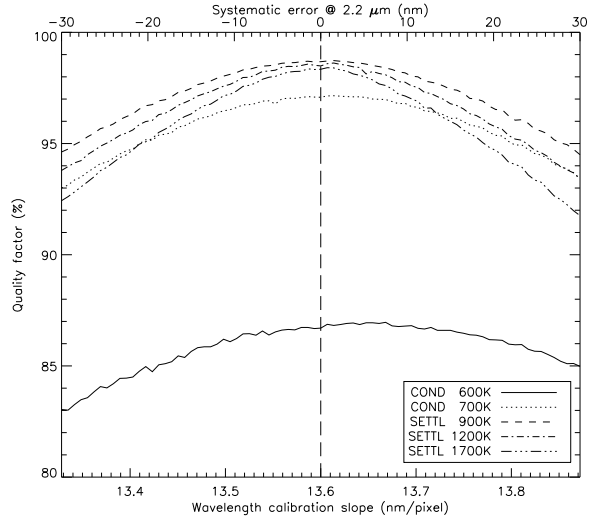


**Fig. 11.** Influence of a systematic calibration error on the quality factor for 5 companions with increasing  $T_{\text{eff}}$  around an M0 star at 10 pc and an angular separation of  $1.0''$ . For clarity, the error bars have not been plotted. For each model, they are almost constant: 4.0%, 0.7%, 0.25%, 0.2% and 0.2% for the COND 600K, COND 700K, SETTL 900K, SETTL 1200K, and SETTL 1700K models, respectively.

various companion  $T_{\text{eff}}$ . The effect is globally a loss between 2% and 3% in the quality factor, which is in any case almost negligible. This does not appear to depend on the  $T_{\text{eff}}$  of the companion, although the effect is slightly worse for the COND 600K model. The slight loss is attributable to the correlation factor between the input and output spectra that diminishes rapidly when the calibration error increases i.e. the different spectral features are no longer aligned, leading to errors in the characterization of the planet. For the COND 600K atmosphere model, the FWHM of the emission peak in the  $H$  band is  $\sim 108$  nm, so a calibration error of 10 nm produces a  $\sim 9\%$  error in the position of the emission peak in the spectrum.

For the second case, we introduced an error in the slope of the wavelength calibration. Figure 12 illustrates the result of introducing an error of 2% in the slope, in steps of 0.05%. In the case that we are considering here, it means varying the slope from  $13.328$  nm/pixel to  $13.872$  nm/pixel in steps of  $68 \times 10^{-4}$  nm/pixel. The results are similar to those for the systematic error. The effect is globally the same for all the models, although the two coldest models (600 K and 700 K) appear to be slightly less sensitive to a systematic error than the warmer models. The COND 600K model undergoes a 1% loss for an error of 0.2 nm/pixel, while the SETTL 1700K model undergoes a 2% loss for the same error. However, for errors of 0.25% ( $34 \times 10^{-3}$  nm/pixel) in the slope, the loss is smaller than 0.5% for all models.

After analyzing the influence of two possible sources of error in the wavelength calibration it appears that there is a clear necessity to achieve the smallest possible systematic error. An error of 10 nm (less than  $1\Delta\lambda$ ) produces losses of several percent in the quality factor, even for bright companions. Reaching an uncertainty level smaller than the spectral interval  $\Delta\lambda$  is then an absolute requirement for a proper characterization of planets with our method. The influence of an error in the slope is also important, but the precision that can be achieved in the slope during the calibration procedure is small (0.25%). At this level of error, the loss in terms of quality factor is negligible.



**Fig. 12.** Influence of an erroneous calibration slope on the quality factor for 5 companions with increasing  $T_{\text{eff}}$  around an M0 star at 10 pc and an angular separation of  $1.0''$ . The bottom  $x$ -axis represents the simulated slope in nm/pixel and the top  $x$ -axis represents the resulting systematic error at  $2.2 \mu\text{m}$ .  $13.6$  nm/pixel is the optimal slope. For clarity, the error bars have not been plotted. For each model, they are almost constant: 4.1%, 0.7%, 0.25%, 0.23% and 0.27% for the COND 600K, COND 700K, SETTL 900K, SETTL 1200K, and SETTL 1700K models, respectively.

## 5. Conclusions

We have implemented a promising method of characterizing planetary companions using long slit spectroscopy with coronagraphy, which has been considered for very high contrast imaging instruments, such as VLT-SPHERE. The need to develop a specific method was mandatory to remove the scattered light residuals fully from the random speckles pattern in the spectra. Using the linear wavelength dependence of the speckle pattern, we were able to evaluate to high precision the precise contribution of the star to the spectrum, and remove this contribution before extracting a clean planetary companion spectrum.

The simulations, performed using IDL, allowed us to test our method on realistic data for various cases of contrast in the case of low ( $R = 35$ ) and medium ( $R = 400$ ) resolution spectroscopy with extreme AO and Lyot coronagraphy. The final gain of the method for a 1 h exposure on M0 and G0 stars at 10 pc is of the order of 0.5 to 2 mag in terms of contrast over the  $J$ ,  $H$  and  $K$  bands, compared to the coronagraphic profile. Although not very high in  $K$  band, the gain is substantial in  $J$  and  $H$ , allowing us to study companions with  $T_{\text{eff}}$  as low as 600 K. Following the evolutionary models of Baraffe et al. (2003), a 600 K companion in a 500 Myr system corresponds to a mass of  $\sim 10 M_{\text{Jup}}$ .

To estimate the method efficiency, a quality factor has been introduced to measure the correlation between the input planetary spectrum in the simulation and the extracted spectra, as well as the discrepancy between the two. This allowed us to be confident that our method will allow precise characterization at LRS and MRS of companions as cool as 600 K around M0 stars at 10 pc, or 900 K around G0 stars at 10 pc, for angular separations larger than  $1.0''$ . For smaller angular separations, results should be extremely valuable for slightly warmer companions.

Finally, we have estimated the influence of two key data analysis parameters at LRS. It is necessary to mask the planet

signal during the analysis to avoid overestimating the scattered light level, which would lead to a mis-estimation of the planetary continuum. The method also relies on accurate wavelength calibration to be able to use the known wavelength dependence of the speckles to eliminate them. A systematic error as small as 10 nm can have major consequences on the characterization of the observed objects.

SPHERE is an instrument designed and built by a consortium consisting of LAOG, MPIA, LAM, LESIA, LUAN, INAF, Observatoire de Genève, ETH, NOVA, ONERA and ASTRON in collaboration with ESO.

## References

- Allard, F., Guillot, T., Ludwig, H.-G., et al. 2003, in *Brown Dwarfs*, ed. E. Martín, IAU Symp., 211, 325
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., et al. 1997, *ApJ*, 491, 856
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2006, *ApJ*, 640, 1063
- Carbillet, M., Boccaletti, A., Thalmann, C., et al. 2008, in *Adaptive Optics System*, Proc. SPIE, 7015, 70156Z
- Carbillet, M., Verinaud, C., Guarracino, M., et al. 2004, *Advancements in Adaptive Optics*, ed. D. B. Calia, B. L. Ellerbroek, & R. Ragazzoni, Proc. SPIE, 5490, 637
- Clenet, Y., Kasper, M. E., Ageorges, N., et al. 2004, in *Advancements in Adaptive Optics*, ed. D. B. Calia, B. L. Ellerbroek, & R. Ragazzoni, Proc. SPIE, 5490, 107
- Dohlen, K., Beuzit, J.-L., Feldt, M., et al. 2006, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy*, ed. I. S. McLean, M. Iye, Proc. SPIE, 6269, 62690Q
- Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Soummer, R., et al. 2007, *ApJ*, 654, 633
- Lenzen, R., Close, L., Brandner, W., Biller, B., & Hartung, M. 2004, in *Ground-based Instrumentation for Astronomy*, ed. A. F. M. Moorwood, & M. Iye, Proc. SPIE, 5492, 970
- Macintosh, B., Poyneer, L., Sivaramakrishnan, A., & Marois, C. 2005, in *Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications II*, ed. R. K. Tyson, M. Lloyd-Hart, Proc. SPIE, 5903, 170
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, *PASP*, 112, 91
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Patat, F. 2008, *A&A*, 481, 575
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Soummer, R., Ferrari, A., Aime, C., & Jolissaint, L. 2007, *ApJ*, 669, 642
- Sparks, W. B., & Ford, H. C. 2002, *ApJ*, 578, 543
- Thatte, N., Abuter, R., Tecza, M., et al. 2007, *MNRAS*, 378, 1229



## Annexe C

# Développement et test de calibrations pour la LSS

Comme pour le mode DBI, le mode LSS nécessite un grand nombre de calibrations qui permettent d'obtenir les performances attendues aussi bien durant l'observation que pendant la réduction et l'analyse des données. Durant l'étude des performances du mode LSS de IRDIS, j'ai eu l'occasion de travailler sur certaines de ces calibrations, aussi bien pour les procédures d'acquisition dans le contrôle instrumental, que dans la *quick-look* et dans la réduction des données. Les sections qui suivent présentent ces différentes études et les résultats obtenus ou les performances attendues.

### C.1 Centrage de la fente

Au moment de l'acquisition en mode LSS, il est impératif d'avoir une bonne connaissance de la position et de l'orientation de la fente sur le détecteur afin de centrer de manière satisfaisante l'étoile sur le coronographe au centre de la fente, et de placer la planète dont on veut faire le spectre au centre de la fente. La fente est placée dans une roue à filtre dans le *Common Path*. Elle est donc fixe par rapport au détecteur, et d'une utilisation de la fente à la suivante, son centre et sa rotation ne devraient en théorie pas changer, mais la précision de positionnement de la fente doit être meilleure que 1 pixel et la détermination de sa rotation meilleure qu'un dixième de degré afin de garantir des performances optimales. La procédure de centrage de la fente et du coronographe sur l'étoile s'effectue de la manière suivante :

1. Prise d'une image de l'étoile sans la fente
2. Détermination de la position du centre de l'étoile sur le détecteur
3. Mise en place de la fente et du coronographe dans le chemin optique (sans élément dispersif)
4. Mise en place d'un filtre bande-étroite dans le chemin optique pour limiter les effets chromatiques de la diffraction
5. Prise d'une image de l'étoile avec la fente
6. Détermination de la position du centre du coronographe et de l'orientation de la fente sur le détecteur
7. Recentrage de l'étoile sur le centre du coronographe



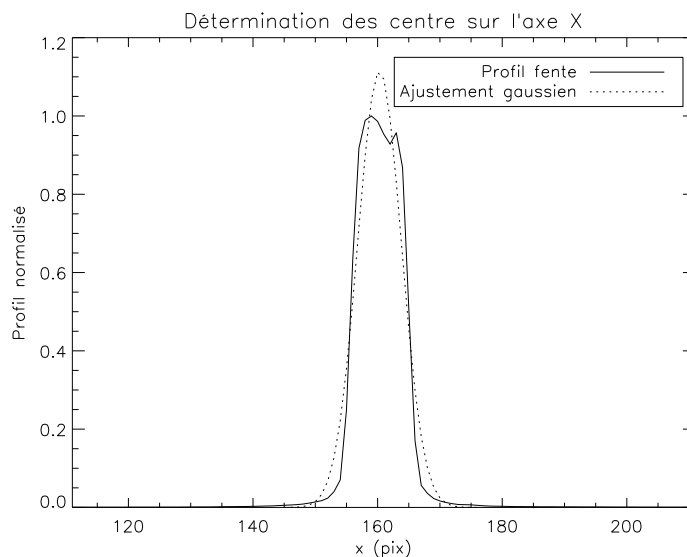


FIG. C.1 – Profil de la fente obtenu en moyennant 10 lignes de pixels le long de l’axe  $Y$  (trait plein), et fonction gaussienne ajustée sur ce profil (trait pointillé). Cette opération est effectuée à différentes positions dans l’image jusqu’à quelques secondes d’arc de part et d’autre du coronographe.

La procédure que j’ai développée pour le contrôle instrumental concerne l’étape 6 qui va permettre de déterminer le centre du coronographe et la rotation de la fente sur le détecteur. Dans la suite on va désigner par  $X$  la dimension perpendiculaire à la fente et  $Y$  la dimension parallèle à celle-ci.

La première étape permet de déterminer l’axe central qui traverse la fente en son centre de bas en haut. Comme la fente peut *a priori* être légèrement tournée, cet axe n’est pas nécessairement parallèle à l’axe vertical du détecteur. Il faut donc mesurer le centre de la fente à plusieurs endroits de part et d’autre du coronographe pour tenir compte de cette possible rotation. Une portion d’image de la fente est prise à plusieurs positions le long de la fente jusqu’à une distance de quelques secondes d’arc du coronographe, et moyennée le long de l’axe  $Y$  sur 10 lignes pour diminuer le bruit d’un pixel à l’autre causé par les speckles proches du coronographe et par les bruits du détecteur à plus grande distance. On obtient ainsi profil moyen de la fente à cette position sur le détecteur (Figure C.1, trait plein). Une fonction gaussienne est ensuite ajustée sur ce profil moyen. Bien qu’une fonction gaussienne ne soit pas la meilleure modélisation du profil de la fente, en particulier au sommet du profil, les résultats obtenus sont tout à fait satisfaisants. Après avoir effectué cette opération à plusieurs positions le long de la fente on peut ajuster une droite le long de ces points pour obtenir la droite qui coupe la fente en son milieu. Le résultat de cette opération est visible sur la Figure C.2 pour une image de la fente tournée de  $4^\circ$  dans le sens horaire.

On sait que le centre du coronographe se trouve sur cette droite. Il faut maintenant déterminer son centre sur l’axe des  $Y$ . Pour cela on moyenne l’ensemble de l’image de la fente le long de l’axe  $X$  afin d’obtenir le profil coronographique de l’étoile. Un exemple est donné Figure C.3, en haut. On y voit clairement la zone sombre au centre où se trouve masque coronographique, puis la partie de la PSF corrigée par le système d’OA, et enfin la fréquence de coupure de l’OA au-delà de laquelle le halo stellaire n’est pas corrigé. La rotation de la fente dans l’image a un impact sur ce profil, mais la fente sera fixe par rapport au détecteur et placée de manière à avoir une rotation la plus faible possible par rapport aux axes du détecteur pendant l’intégration de IRDIS. Le bord du masque coronographique cause une diminution brusque de la luminosité le long du profil. Pour repérer les bords du masque coronographique, on effectue la dérivée du profil en utilisant un gradient (Figure C.3, en bas), ce qui va faire ressortir les bords comme des pics de

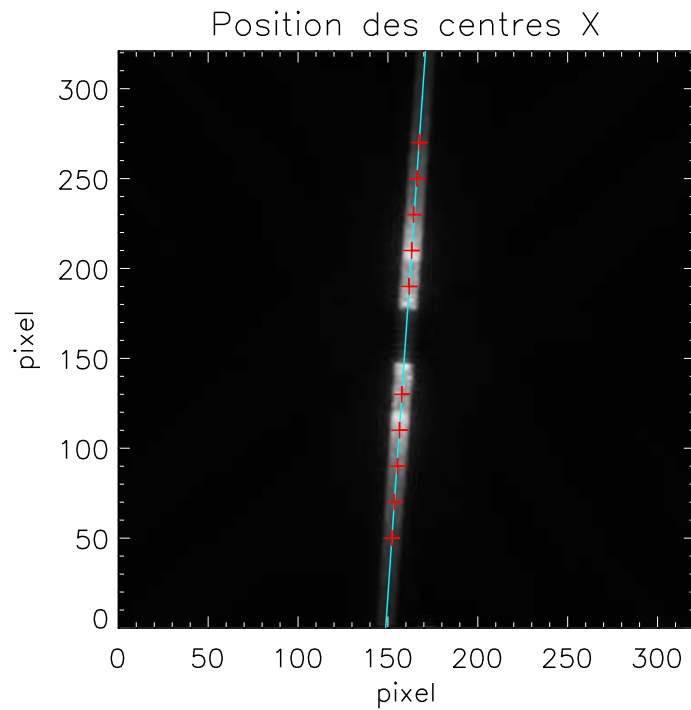


FIG. C.2 – Image de la fente tournée de  $4^\circ$  sur laquelle a été superposée les positions des centres de la fente (croix rouges) déterminés avec la méthode décrite dans le texte, et droite approchant au mieux ces points (droite bleue).

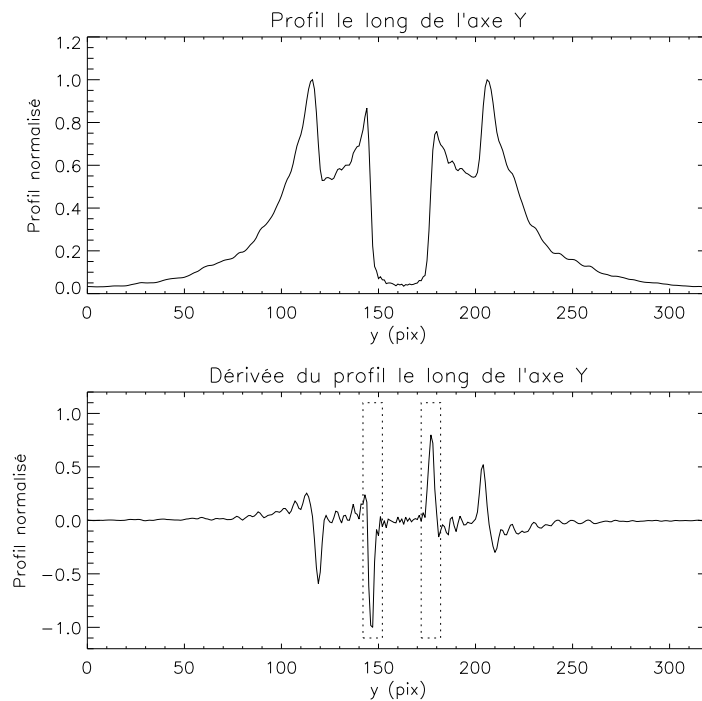


FIG. C.3 – Profil coronographique de l'étoile (haut) obtenu en moyennant l'image le long de l'axe X, et dérivée de ce profil (bas) obtenu en utilisant un gradient. Les bords du masque coronographique se traduisent dans la dérivée par les deux pics encadrés en pointillés.

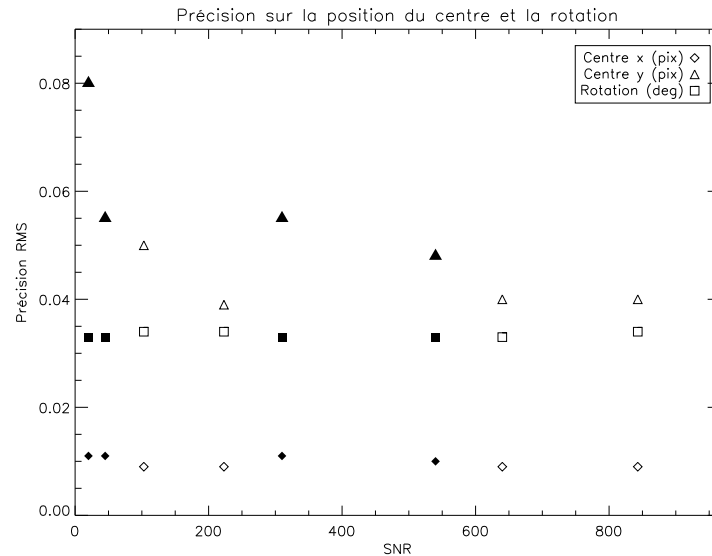


FIG. C.4 – Précision obtenue sur la détermination du centre  $(x, y)$  du coronographe et la rotation de la fente en mode LRS (symboles vides) et en mode MRS (symboles pleins) pour différentes valeurs de SNR. Les valeurs correspondent à l'écart type de l'erreur sur 100 réalisations aléatoires. Le SNR est calculé dans une ouverture couvrant la largeur de la fente à une séparation angulaire de  $1.0''$  de l'étoile.

grande amplitude. Ces pics sont alors isolés de la dérivée du profil, et une gaussienne est ajustée pour en déterminer précisément le centre, donnant exactement la position des bords du masque coronographique.

Pour finir le centre du coronographe est déterminé en calculant le point d'intersection de la droite passant par le centre de la fente et la droite horizontale passant par le centre sur l'axe de  $Y$  qui vient d'être déterminé. La rotation de la fente est quant à elle déterminée à partir de la droite séparant la fente en deux, en supposant que celle-ci doit en théorie être alignée avec les colonnes de pixels du détecteur.

Cette méthode a été testée sur des images de la fente simulées pour la LSS afin de mesurer la précision de la détermination du centre du coronographe et de la rotation de la fente. Ces simulations ont été faites en supposant l'utilisation du filtre DBI Y2 pour prendre les images de la fente. En effet les images de la fente autour de  $1 \mu\text{m}$  sont beaucoup plus nettes qu'aux plus grandes longueurs d'onde, la diffraction ayant un effet moins important. La méthode a été testée en modes LRS et MRS à faible flux et fort flux, et pour deux temps d'intégration (60 et 300 s). Dans chaque cas, la méthode a été testée 100 fois avec un décentrage et une rotation de la fente tirés aléatoirement. Les résultats sont donnés sur la Figure C.4 pour différentes valeurs de SNR calculées dans une ouverture couvrant la largeur de la fente à une séparation angulaire de  $1.0''$  de l'étoile.

On note que les résultats pour la LRS et la MRS sont bien cohérents entre deux, la seule chose qui varie entre les deux modes étant la largeur de la fente ( $0.12''$  en LRS,  $0.09''$  en MRS). La précision sur la détermination de la coordonnée  $x$  du centre du coronographe est pratiquement constante avec le SNR, autour 0.01 pix RMS. La précision sur la détermination de la coordonnée  $y$  du centre du coronographe ne dépasse pas 0.08 pix, mais elle varie avec le SNR et le mode. En effet, la détermination de cette coordonnée est moins précise à faible SNR parce qu'on utilise un seul profil moyenné pour déterminer la position des bords du masque coronographique. Il est donc tout à fait normal d'observer une légère dégradation pour les SNR faibles. De plus, la largeur de la fente étant plus faible en MRS, on dispose alors d'un moins bon profil moyenné, et la

TAB. C.1 – Flux dans les partie basse et haute du détecteur, et leur rapport

Décentrage (mas)	Flux partie basse (ADU)	Flux partie haute (ADU)	Rapport
0.0	$3.21 \times 10^9$	$3.09 \times 10^9$	1.04
10.9	$3.33 \times 10^9$	$3.51 \times 10^9$	0.95
21.8	$3.20 \times 10^9$	$3.52 \times 10^9$	0.91

performance décroît en MRS. C'est effectivement ce qu'on observe sur la Figure C.4 où les points pour la coordonnée  $y$  du centre ne suivent pas la même tendance entre les deux modes. Cependant, la précision reste toujours au-dessous de 0.08 pix RMS, ce qui est dans la gamme de performances attendues. Enfin la rotation reste elle aussi presque constante avec le SNR et le mode. En effet, sa détermination dépend directement de la précision sur la détermination de la coordonnée  $x$  du centre du coronographe. On obtient donc une précision d'environ  $0.035^\circ$  RMS.

On peut donc conclure que la procédure de détermination du centre du coronographe et de la rotation de la fente que j'ai développée offre assez largement les performances attendues pour cette procédure jusqu'à des SNR relativement faibles. Une pose de 60 s sur une étoile M0 à 10 pc, soit un SNR de  $\sim 20$ , offre ainsi une précision sur le centre meilleure que 0.08 pix RMS, et une précision sur la rotation de l'ordre de  $0.035^\circ$  RMS.

## C.2 Centrage de l'étoile sur le coronographe durant les observations

La procédure décrite dans la section précédente va permettre de centrer l'étoile correctement sur le coronographe et ainsi assurer une atténuation maximale. Cependant, il est nécessaire de conserver cet alignement tout au long de la pose scientifique en s'assurant que le centre de l'étoile et le centre du coronographe sont bien confondus. Il s'agit donc ici d'une procédure qui s'inscrit dans le cadre de la *quick-look*. J'ai testé deux méthodes différentes permettant de vérifier que l'étoile est toujours bien centrée sur le coronographe, mais qui ne sont pas assez précises pour donner un décentrage exact. Le rôle de cette procédure de vérification du centrage est donc d'avertir l'observateur que l'étoile est décentrée et qu'il faut refaire une procédure de centrage comme décrite dans la Section C.1.

Pour tester ces méthodes de nouveaux spectres LRS ont été simulé avec l'étoile décentrée de 10.9 mas et 21.8 mas. Compte tenu du temps de calcul important nécessaire aux simulations de spectres, je n'ai pas pu tester ces méthodes en MRS ou avec un plus grand nombre de décentrages. Deux possibilités ont été envisagées et testées pour vérifier que l'étoile est décentrée sur le coronographe. La première consiste à mesurer le flux total dans le spectre de part et d'autre du coronographe, et les comparer. Si l'étoile est bien centrée, leur valeur devrait être égale à  $\sim 1\%$  près. La partie centrale où se trouve le masque coronographique doit être exclue du calcul de flux. La Tableau C.1 présente les résultats de ce test en LRS avec la photométrie calculée pour 60 s d'intégration sur une étoile de type G0 à 10 pc. Sans décentrage le rapport des flux entre la partie supérieure du spectre et la partie inférieure du spectre vaut 1.04. La valeur du rapport des flux n'est pas nécessairement égale à 1.0 à cause de la diffraction sur le bord du masque qui n'est pas forcément parfaitement symétrique. A mesure qu'un léger décentrage est introduit, ce rapport diminue jusqu'à atteindre 0.91 pour un décentrage de 21.8 mas. On peut alors envisager d'utiliser un telle méthode pour vérifier le centrage de l'étoile sur le coronographe en comparant régulièrement le rapport des flux à la valeur mesurée immédiatement après la procédure de centrage de la fente. Si la différence entre les rapports dépasse un certain seuil fixé à l'avance, on considère que l'étoile est décentrée et on recommence la procédure de centrage de la fente.

TAB. C.2 – Détermination du centrage de l'étoile par ajustement d'un profil de Moffat

Décentrage réel (mas)	Décentrage mesuré (mas)	Erreur
0.0	0.0	0%
10.9	18.7	70%
21.8	21.5	1.3%

La deuxième possibilité consiste à prendre une coupe dans le spectre le long de l'axe représentant la dimension spatiale pour obtenir un profil coronographique de l'étoile, et ajuster un profil de Moffat sur les ailes de la PSF. La partie corrigée par l'OA est exclue de cet ajustement car elle ne suit pas la même loi. La coupe est prise en bande J où le flux est relativement important. Le Tableau C.2 présente les résultats de cette méthode en LRS avec la photométrie calculée pour 60 s d'intégration sur une étoile de type G0 à 10 pc. Dans ce cas on peut effectivement mesurer une valeur pour le décentrage en compensant avec la valeur du centre mesurée après la procédure de centrage de la fente. Là encore, la mesure n'est pas très précise mais semble au moins pouvoir donner un indicateur de décentrage de l'étoile.

Les deux méthodes que j'ai étudié ici semblent pouvoir fournir un indicateur à l'observateur du bon centrage de l'étoile sur le coronographe durant la pose scientifique, mais pas une mesure exacte du décentrage. En effet la première méthode basée sur les rapports de flux ne peut pas donner de valeur de décentrage, et la seconde donne une valeur du décentrage qui ne semble pas assez précise dans le cadre des simulations effectuées. Ces méthodes, si elles sont effectivement adoptées permettront donc seulement d'alerter l'observateur que l'étoile est décentrée, et qu'il est nécessaire d'exécuter à nouveau la procédure d'alignement du coronographe.

### C.3 Calibration en longueur d'onde

Comme nous l'avons constaté dans la Section 4.4.6, la calibration en longueur d'onde est un élément important pour une bonne exploitation scientifique des spectres. Dans cette section nous allons voir la procédure que j'ai développée pour la calibration en longueur d'onde dans IRDIS. Cette étude a été réalisée en supposant l'utilisation d'un étalon de Fabry-Perot pour la calibration en longueur d'onde de la LSS et de l'IFS de SPHERE.

La Figure C.5 représente la transmission de l'étalon de Fabry-Perot simulée en fonction de la longueur d'onde sur le domaine couvert par les modes LRS et MRS. Pour la procédure de calibration en longueur d'onde, la fente va donc être éclairée par une source étendue ayant traversée l'étalon, et former un spectre sur le détecteur. La Figures C.6 (bas) représentent des coupes dans ces spectres pour les modes LRS et MRS. On constate immédiatement une perte de résolution due à la réponse de la fente à une source étendue. En particulier en mode LRS, les pics sont fortement élargis jusqu'à se mélanger complètement pour les 4 premiers. En MRS, l'élargissement est presque invisible grâce à la résolution spectrale plus importante.

L'idée centrale de la procédure de calibration en longueur d'onde est de trouver la position des pics dans le spectre. Leur position théorique étant connue, et en supposant que l'élargissement dû à la fente conserve la position du maximum, il est possible d'ajuster une loi de variation pour connaître la longueur d'onde en tout point du spectre. La première étape de la procédure consiste à calculer la dérivée du profil du spectre de calibration en utilisant un gradient afin de repérer la position des maxima qui sont les positions où la dérivée s'annule. Afin de s'affranchir de possibles maxima locaux dus au bruit, le profil est lissé dans une fenêtre glissante de 3 pixels avant le

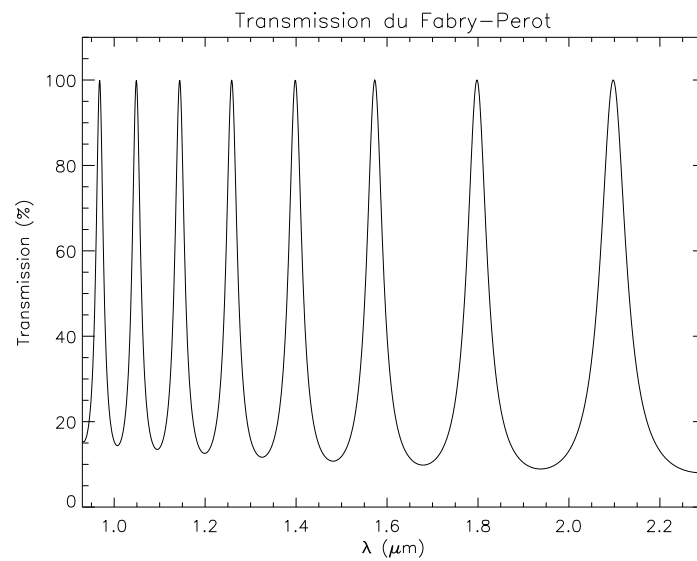


FIG. C.5 – Transmission de l'étalon de Fabry-Perot en fonction de la longueur d'onde initialement envisagé pour la calibration en longueur d'onde des modes LRS, MRS et de l'IFS de SPHERE.

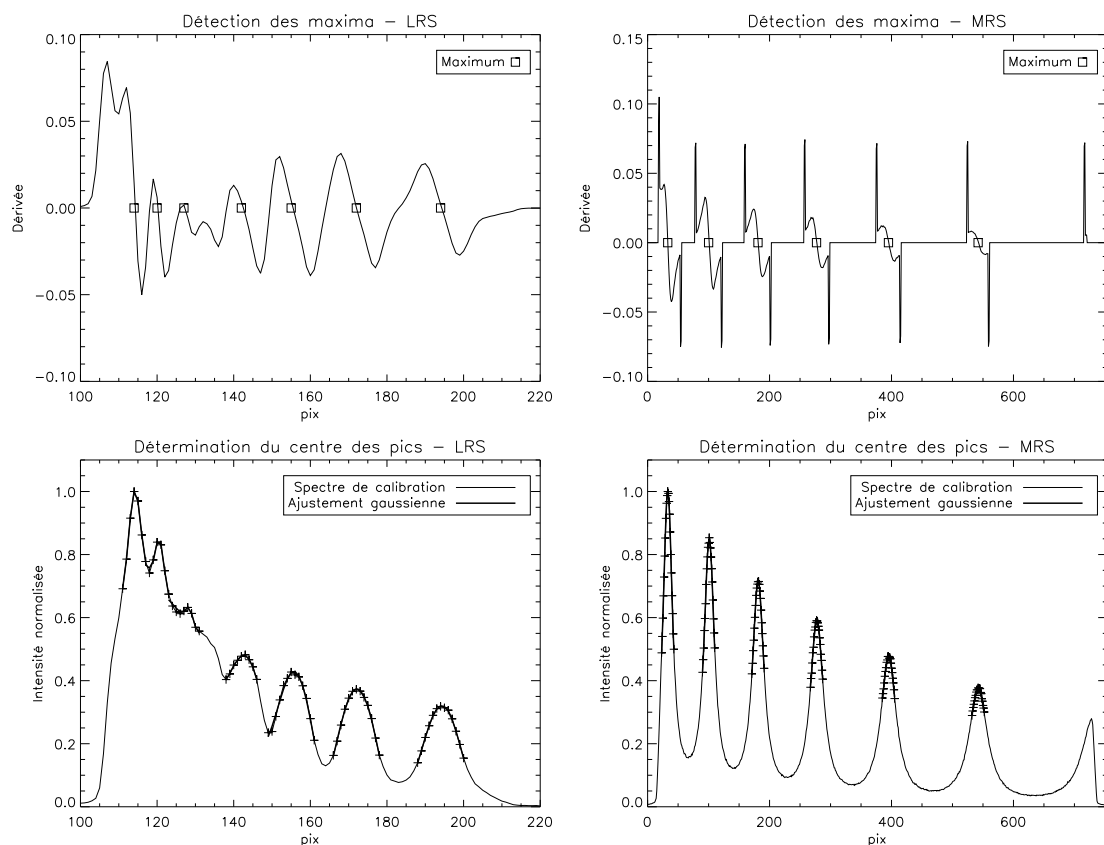


FIG. C.6 – Détection des maxima (haut) dans les spectres de calibration en mode LRS (gauche) et MRS (droite), et ajustement d'une fonction gaussienne sur chacun des pics de transmission de l'étalon de Fabry-Perot (bas). La position des zéros de la dérivée est indiquée par un carré.

TAB. C.3 – Résultats de la calibration en longueur d'onde pour les modes LRS et MRS

Mode	Largeur fente (mas)	Pics exclus	Pente (nm/pix)	Erreur pente (nm/pix)	Erreur systématique (nm)
LRS	120	0	12.82	-0.76	53.13
		1	12.80	-0.78	53.83
		2	12.95	-0.62	44.81
		3	13.80	0.23	-10.88
		4	13.75	0.18	-7.4
		5	13.57	0.001	6.70
MRS	90	0	1.186	-0.001	0.784

calcul de la dérivée. Une fois les positions approximatives des maxima localisées, une fonction gaussienne est ajustée sur chaque pic afin d'en trouver le centre précisément. La Figure C.6 montre ces deux étapes pour les modes LRS et MRS. On voit immédiatement que les premiers pics dans le spectre de calibration en mode LRS sont repérés, mais à cause de leur rapprochement trop important il est probable que l'utilisation de l'information qu'ils apportent sur la calibration en longueur d'onde ne soit pas utilisable. En MRS, les pics sont bien distincts et l'ajustement d'une gaussienne sur leur sommet semble de bonne qualité.

Une fois la position du centre des pics déterminée, on peut alors ajuster une loi sur ces points car on connaît la position théorique des pics de transmission dans l'étalon de Fabry-Perot. Dans le cas de nos simulations LSS, la loi est linéaire car on travaille à intervalle spectral constant (voir la Section 4.1). Le Tableau C.3 présente pour les deux modes la valeur de la pente de la loi de variation de la longueur d'onde, ainsi que l'erreur sur cette pente par rapport à la pente théorique et l'erreur systématique à  $\lambda = 950$  nm. Les résultats en MRS sont excellents : l'erreur sur la pente est inférieure à 0.1%, et l'erreur systématique à 950 nm est inférieure à l'intervalle spectral. Dans ces conditions on peut considérer que la calibration en longueur d'onde pour le mode MRS donne des performances optimales avec cet étalon de Fabry-Perot.

En mode LRS, les résultats sont nettement moins bons à cause de la résolution spectrale plus faible et de la fente plus large qu'en MRS. Dans ce cas, les quatre premiers pics sont complètement mélangés, et leur utilisation donne une information erronée. Dans le Tableau C.3 la colonne "Pics exclus" désigne le nombre pics exclus dans l'ajustement de la loi linéaire en longueur d'onde. On voit que sans exclure les premiers pics, on effectue une erreur sur la pente de -0.76 nm/pix (-5.6%) et on obtient une erreur systématique de 50 nm à 950 nm<sup>1</sup>. En excluant les 4 premiers pics, on améliore le résultat pour obtenir une erreur sur la pente de 0.18 nm/pix (1.3%) et une erreur systématique de -7.4 nm à 950 nm. Mais c'est seulement en excluant le cinquième pic (autour du pixel 140 sur la Figure C.6 en bas à gauche), qui pourtant ne semble pas trop mélangé au pic précédent, qu'on parvient à obtenir la meilleure estimation de la pente avec une erreur sur la pente de seulement 0.001 nm/pix (0.007%) et une erreur systématique de 7.7 nm. Avec une erreur systématique dans cette gamme, d'après les résultats de la Section 4.4.6 on obtient un résultat quasiment équivalent sur la détermination des paramètres physiques  $T_{eff}$  et  $\log g$ . On peut donc considérer que 3 points suffisent pour déterminer précisément la loi de variation de la longueur d'onde dans le cas d'une loi linéaire.

La procédure que j'ai développée pour la calibration en longueur d'onde apparaît donc tout à fait adaptée pour une utilisation avec le mode MRS et une fente de 90 mas. Par contre son utilisation en LRS est plus critique puisqu'un nombre important de pics (5 sur 8) doit être exclus de l'analyse pour obtenir de bonnes performances. Cependant, les simulations ayant été effectuées

<sup>1</sup>C'est à dire que la longueur d'onde sur le pixel correspondant en réalité à 950 nm est en fait mesuré à 1000 nm.

à intervalle spectral constant, on peut s'attendre à une amélioration dans le système réel où on travaillera à R presque constant, ce qui augmentera l'intervalle entre les pics et permettra une meilleure séparation. De plus, depuis le moment où cette étude a été effectuée, il a été décidé de ne pas utiliser un étalon de Fabry-Perot mais une série de lasers dont les longueurs d'onde présélectionnées sont : 980 nm, 1080 nm, 1310 nm, 1550 nm, 1732 nm et 2004 nm. Hormis les deux premiers lasers qui ne sont espacés de que 100 nm, les autres sont espacés de 180 à 270 nm. Avec l'étalon de Fabry-Perot les pics utilisables en LRS étaient séparés de 175 à 300 nm. On peut donc en déduire que la calibration en LRS pourra aussi être effectuée avec la nouvelle source composée de lasers, d'autant plus que les lasers auront une largeur spectrale beaucoup plus fine, de l'ordre de 10 nm.

## C.4 Conclusion sur les calibrations en LSS

Dans le cadre de l'étude du mode LSS de IRDIS j'ai pu apporter une contribution dans le développement de certaines procédures d'acquisition et de calibration de ce mode. En particulier, les procédures de centrage de la fente et de vérification du centrage de l'étoile sur le coronographe ont déjà été implémentées dans le contrôle instrumental et dans la *quick-look*. La procédure de centrage de la fente devrait en théorie permettre de déterminer le centre du coronographe avec une précision inférieure à 0.1 pix, et la rotation de la fente par rapport aux axes du détecteur avec une précision meilleure que  $0.05^\circ$  pour des valeurs de SNR relativement faibles. La calibration en longueur d'onde offre quant à elle des performances optimales en mode MRS avec l'utilisation d'un étalon de Fabry-Perot tel que celui décrit dans le texte. Elle devrait également fonctionner parfaitement pour une source de calibration différente, par exemple une source laser, tant que les pics d'émission sont suffisamment espacés. Pour le mode LRS, la calibration avec l'étalon de Fabry-Perot n'est *a priori* pas la meilleure solution car vers les courtes longueur d'onde où la plupart de pics sont mélangés. La nouvelle source de calibration composée de lasers devrait en revanche permettre une calibration adéquate, les pics étant relativement bien espacés.





## Annexe D

# Adaptation de la méthode d'analyse des données LSS pour NACO

LA méthode d'analyse des données en LSS a été développée dans le contexte de l'imagerie coronographique à haut contraste, mais en pratique il doit être possible de la tester et de l'utiliser sur des instruments existants. En particulier NACO sur le VLT semble être tout à fait adapté pour tester la méthode sur de vraies données. Avec comme objectif d'effectuer une demande de temps sur NACO j'ai simulé les performances qu'on pourrait atteindre en utilisant ma méthode d'analyse des données sur un instrument ayant les performances de NACO.

### D.1 Présentation de NACO

NACO, qui est la contraction de NAOS-CONICA, est un instrument installé sur une des plateformes Nasmyth de l'UT4 du VLT à l'observatoire ESO-Paranal. Il dispose de modes pour l'imagerie, la polarimétrie, la coronographie et la spectroscopie assistés par de l'OA, dans la gamme  $1 - 5 \mu\text{m}$  (Rousset et al. 2003; Lenzen et al. 2003). C'est actuellement l'instrument dédié à l'imagerie haut contraste sur le VLT en attendant la prochaine génération d'instrument comme SPHERE qui apporteront un réel gain de performance. Cependant, NACO a déjà permis de nombreuses découvertes importantes dans le domaine de l'imagerie de naines brunes et d'exoplanètes (voir par exemple Chauvin et al. 2004, 2007; Kasper et al. 2007; Lagrange et al. 2009a).

La système d'OA, NAOS, est équipé de deux senseurs de front d'onde, l'un dans le visible, l'autre dans l'infrarouge, et un miroir déformable de  $14 \times 14$  actionneurs. Il contient 5 lames dichroïques permettant de séparer la lumière venant du télescope entre CONICA et l'un des senseurs de front d'onde. CONICA est le nom de la caméra et du spectromètre infrarouge attaché à NAOS, équipé d'un détecteur de type InSb Aladdin  $1024 \times 1024$  pixels. Il contient un grand nombre de roues supportant les masques coronographiques, fentes, filtres, éléments polarisant et grismes. La caméra offre un échantillonnage permettant l'observation en limite de diffraction sur toute la gamme de longueur d'onde couverte par l'instrument.

En particulier, NACO offre de nombreux modes spectroscopiques permettant des pouvoirs de résolution allant de 400 à 1500 dans les bandes J, H, K et L, avec des échantillonnages sur le ciel de 27 et/ou 54 mas/pix. NACO dispose de deux fentes de largeur 86 et 172 mas.

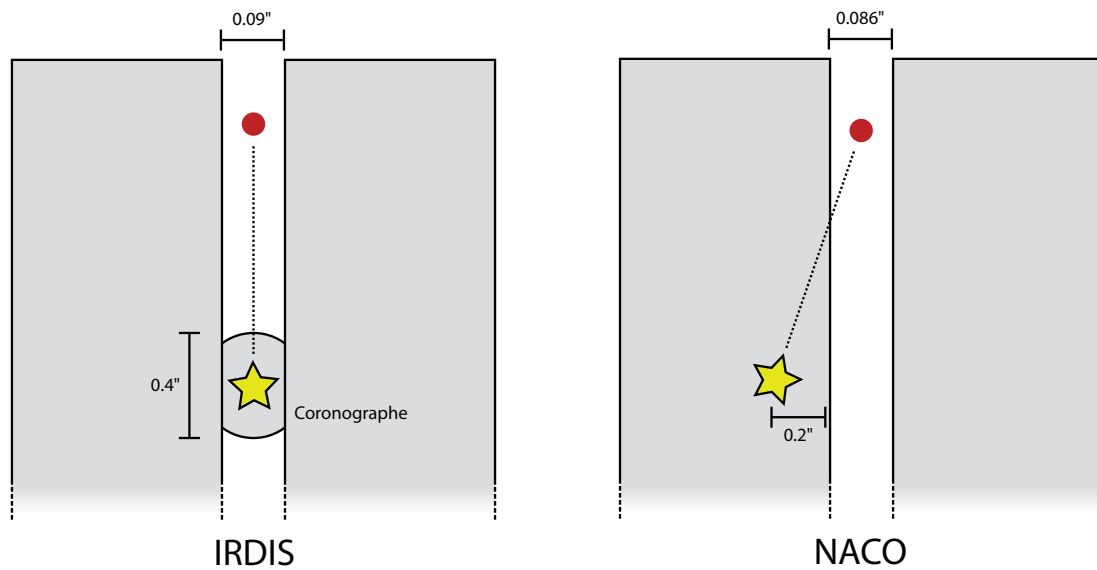


FIG. D.1 – Comparaison entre le mode MRS de IRDIS (gauche) et l'utilisation proposée sur NACO (droite). Dans IRDIS le coronographe de Lyot permet de conserver l'étoile et le compagnon (point rouge) centrés dans la fente. Dans NACO, l'absence de coronographe oblige à décaler l'étoile hors de la fente tout en gardant le compagnon centré dans celle-ci. La ligne en pointillé entre l'étoile et le compagnon représente le demi grand axe du système.

## D.2 Adaptation de la méthode

Contrairement à IRDIS, il n'est pas possible de combiner spectroscopie et coronagraphie sur NACO, ce qui ne prédispose pas NACO à la caractérisation d'objets ayant un fort contraste avec leur étoile, bien que des techniques permettant d'estimer et de soustraire le halo stellaire soient décrites dans la littérature (voir par exemple [Mohanty et al. 2007](#)) en conservant l'étoile et son compagnon dans la fente. Cependant, pour atteindre de plus grands contrastes et donc de plus grands SNR sur le spectre du compagnon, il est nécessaire de faire de plus longues poses, et donc d'atténuer le signal de l'étoile. C'est pourquoi il a été proposé par Gaël Chauvin (LAOG) de tester la méthode d'analyse des données en plaçant l'étoile en-dehors de la fente tout en maintenant le compagnon centrée dans celle-ci, comme illustré sur la Figure D.1. Bien que ne présentant pas la même atténuation qu'un véritable coronographe, principalement à cause de l'absence d'un stop de Lyot, cette méthode présente l'avantage de fournir un masquage du pic central de la PSF, permettant de plus longs temps d'intégration sur le compagnon, dans une configuration proche de celle qui sera utilisée dans IRDIS. L'utilisation de longs temps d'intégration va donc faire ressortir le halo de l'étoile par-dessus lequel va se superposer le spectre du compagnon. Il va donc falloir utiliser une méthode d'analyse des données pour estimer et soustraire ce halo.

Il semble donc possible de tester la méthode d'analyse des données en LSS avec une telle configuration dans NACO. Cependant, il existe une différence qui va dégrader le résultat au-delà de la simple différence de performance entre NACO et IRDIS. Avec IRDIS, on se trouve dans une configuration centrosymétrique par rapport au centre du coronographe. Les speckles et les résidus stellaires s'éloignant radialement de l'étoile, ceux qui sont dans la fente à  $\lambda_0$  resteront dans la fente à  $\lambda_1 > \lambda_0$ , et par conséquent leur spectre suit la même loi de variation au premier ordre avec la longueur d'onde. Dans le cas de NACO, l'étoile n'étant pas centrée dans la fente, les résidus présents dans la fente à  $\lambda_0$  seront susceptibles d'en sortir à une longueur d'onde  $\lambda_1$  plus grande,

lorsque  $\lambda_1/\lambda_0 \rho_0$  dépassera la largeur de la fente, avec  $\rho_0$  la séparation angulaire d'un speckle à l'étoile à  $\lambda_0$ . Cet effet sera d'autant plus important qu'on observe un point dans la fente proche de l'étoile. Il faut donc adopter une configuration telle que le demi grand axe du système étoile/planète soit le plus parallèle possible à l'axe de la fente, de manière à se rapprocher d'une configuration centrosymétrique, tout en conservant l'étoile en-dehors de la fente pour ne pas saturer le détecteur.

### D.3 Simulations et résultats

Afin de tester les performances d'une telle configuration, un spectre a été simulé dans la configuration décrite sur la Figure D.1, en plaçant l'étoile à  $0.2''$  en-dehors de la fente pour se rapprocher du coronographe de  $0.2''$  de rayon dont disposera IRDIS. Le package CAOS-SPHERE a été utilisé comme base de travail, conjugué à des modules simulant NAOS et les aberrations statiques de CONICA développés par Anthony Boccaletti (LESIA) pour remplacer les modules AOC et COP. Le module IRD a été conservé avec les aberrations appropriées à CONICA. L'échantillonnage spatial étant identique à IRDIS,  $12.24$  mas/pix, on fait subir aux images finales un *binning*  $2 \times 2$  pour obtenir un échantillonnage final de  $24.48$  mas/pix proche des  $27$  mas/pix disponibles sur NACO. Une fois encore, à cause du temps nécessaire à la simulation d'un grand nombre de longueurs d'onde, seul le mode spectroscopique SJ de NACO a été simulé, offrant une résolution  $R = 400$  sur la bande J. La photométrie a ensuite été calculée pour 1 heure d'intégration sur des étoiles de type M0 et G0 à  $10$  pc, et des compagnons planétaires à  $0.5''$ ,  $1.0''$ ,  $1.5''$  avec les modèles d'atmosphère planétaires donnés dans le Tableau 4.1. La technique de simulation et les effets introduits sont les mêmes que ceux décrits dans la Section 4.1.

La méthode d'analyse des données a ensuite été appliquée sur les spectres simulés de façon identique à celle utilisée pour les données LSS dans IRDIS. La Figure D.2 représente les différentes étapes de la méthode d'analyse des données dans le cas des spectres simulés pour NACO en plaçant l'étoile  $0.2''$  en-dehors de la fente avec un compagnon à  $1.0''$ . La première différence par rapport à IRDIS est l'absence de bande sombre au centre correspondant à la position du masque coronographique. L'étoile a été décentrée sur la gauche de la fente. On observe au centre une bande brillante correspondant aux résidus stellaires présents à droite de l'étoile qui se sont retrouvés dans la fente à la suite du décentrage. A l'étape (3), on observe une mauvaise soustraction des résidus stellaires proches de l'étoile : le spectre modèle ajusté et soustrait à chaque ligne de pixels du spectre ne représente pas bien ces résidus du fait de leur déplacement au travers de la fente avec la longueur d'onde. On voit cependant ressortir le spectre de la planète située à une séparation angulaire de  $1.0''$  de l'étoile, et celui-ci peut être extrait après l'étape finale (4) de remise à l'échelle spatiale.

On peut alors effectuer une analyse de l'atténuation du bruit apportée par la méthode d'analyse des données et comparer les résultats à ceux de IRDIS en MRS. La Figure D.3 représente les profils avec l'étoile en-dehors de la fente et le profil du bruit  $1-\sigma$  après atténuation du bruit de speckles par la méthode d'analyse des données, normalisés par rapport au maximum de la PSF non-masquée. La séparation angulaire reportée en abscisse des graphiques représente la séparation par rapport au centre la fente, et non par rapport au centre de l'étoile. On constate une amélioration notable du niveau de bruit dû au halo et aux speckles : depuis le centre de la fente jusqu'à  $2.0''$ , on obtient une atténuation constante de  $\sim 2.5$  mag par rapport au profil de l'étoile hors de la fente, aussi bien pour l'étoile M0 que pour la G0. En faible flux, nous ne sommes vraisemblablement pas limité ici par les bruits intrinsèque au système puisque aucun plateau ne semble atteint par le profil du bruit dans le cas de la M0. Par rapport au pic de la PSF, un contraste de  $\sim 10$  mag est atteint au centre de la fente, et qui descend jusqu'à  $\sim 14$  mag à  $2.0''$ . Si on compare ces résultats à ceux de IRDIS en MRS représentés sur la Figure 4.7, on constate un atténuation un peu moindre du bruit

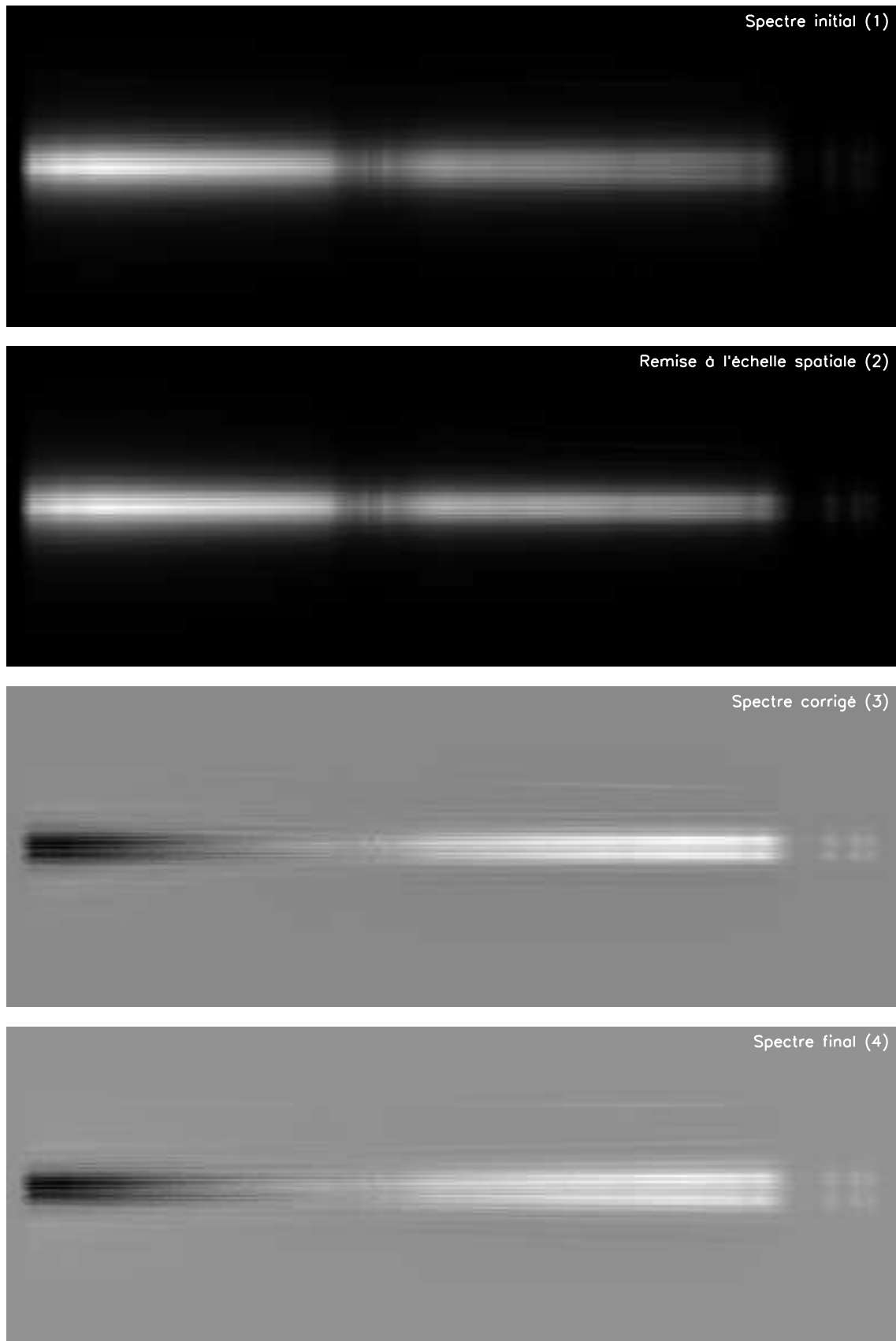


FIG. D.2 – Étapes successives de l'analyse des données utilisée sur les spectres simulés pour NACO avec l'étoile hors de la fente. La photométrie représente une étoile de type M0 à 10 pc et une planète avec  $T_{eff} = 1200$  K à une séparation angulaire de  $1.0''$ . (1) Spectre initial. (2) Spectre mis à l'échelle spatialement pour compenser le chromatisme des speckles. (3) Spectre après la mesure et la soustraction des speckles. La planète est visible comme une ligne légèrement oblique au-dessus des résidus de speckles du centre du spectre. (4) Spectre final remis à l'échelle spatiale de départ.

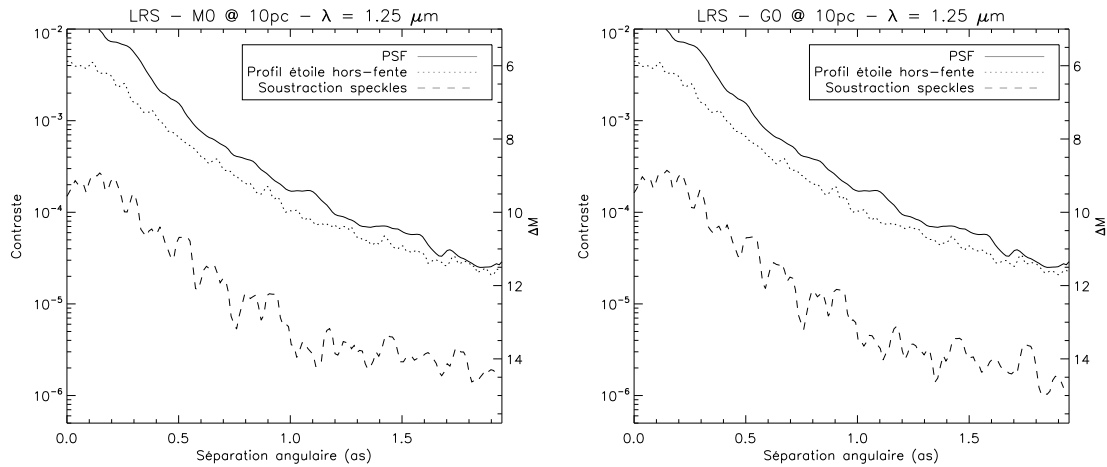


FIG. D.3 – Atténuation du bruit de speckles après application de la méthode d'analyse des données sur des spectres simulés pour NACO avec l'étoile en-dehors de la fente correspondant à des étoiles de type M0 (gauche) et G0 (droite) à 10 pc en bande J pour 1 h d'intégration. **La séparation angulaire ne représente pas la séparation par rapport à l'étoile, mais la séparation par rapport au centre de la fente.** La courbe en trait plein représente le profil de la PSF non-coronographiée, celle en pointillé le profil avec l'étoile à  $0.2''$  en-dehors de la fente et celle en tiret la limite de bruit ( $1-\sigma$ ) après suppression des speckles.

de speckles,  $\sim 2.5$  mag contre 3 à 5 mag en MRS par rapport au profil coronographique, mais qui est tout de même conséquente. Le contraste global par rapport au pic de la PSF reste cependant bien meilleure dans le cas de IRDIS, puisqu'il atteint presque 14 mag à  $0.3''$ . Cependant, dans le cas de NACO un atténuation de  $\sim 2.5$  mag par rapport au profil de l'étoile hors de la fente est considérable et devrait améliorer la caractérisation d'objets de faible masse.

On peut maintenant regarder la détectabilité à  $5-\sigma$  des planètes simulées sur la Figure D.4. Autour d'une étoile de type M0 à 10 pc, seule des planètes avec des  $T_{eff}$  relativement chaudes ( $\gtrsim 1000$  K) commencent à être détectables à  $0.5''$  à cause du niveau de détection beaucoup plus haut sur NACO que pour le mode MRS de IRDIS (Figure D.4). Cependant à des séparations angulaires de  $1.0''$  et  $1.5''$ , il semble possible de descendre jusqu'à des températures de  $\sim 700$  K. On remarque que dans la gamme de longueurs d'onde simulées,  $0.95 - 1.4 \mu\text{m}$ , le niveau de détection à  $5-\sigma$  est relativement constant. Il remonte nettement vers  $1.4 \mu\text{m}$  où se trouve une bande d'absorption de l'atmosphère terrestre. Autour d'une G0 à 10 pc, les résultats sont nettement moins bons, puisque seules des planètes avec  $T_{eff} \gtrsim 2000$  K semblent pouvoir être détectables à  $0.5''$ . Cette température descend à  $\sim 1200$  K pour des séparations de  $1.5''$ , ce qui reste relativement élevé. On se trouve donc dans un domaine de performance tout à fait différent de celui que pourra atteindre SPHERE, ce qui justifie tout à fait le développement de nouveaux instruments dédiés à la haute résolution angulaire et au haut contraste. Cependant, bien qu'en retrait par rapport à un instrument dédié, les performances décrites ici montrent qu'il est possible d'atteindre avec NACO le régime planétaire, au moins autour d'étoiles faibles, et à des séparations angulaires de quelques secondes d'arc.

Cependant, comme nous l'avons vu plus haut, la méthode d'analyse des données en LSS n'est pas parfaitement adaptée à une utilisation avec NACO puisqu'elle laisse des résidus stellaires au centre de la fente. On peut alors regarder la qualité de l'extraction des spectres sur NACO. La Figure D.5 illustre la différence de qualité des spectres extraits pour 1 h d'intégration sur une étoile de type M0 à 10 pc avec une planète ayant une  $T_{eff}$  de 1200 K à  $0.5''$ ,  $1.0''$  et  $1.5''$ . Les

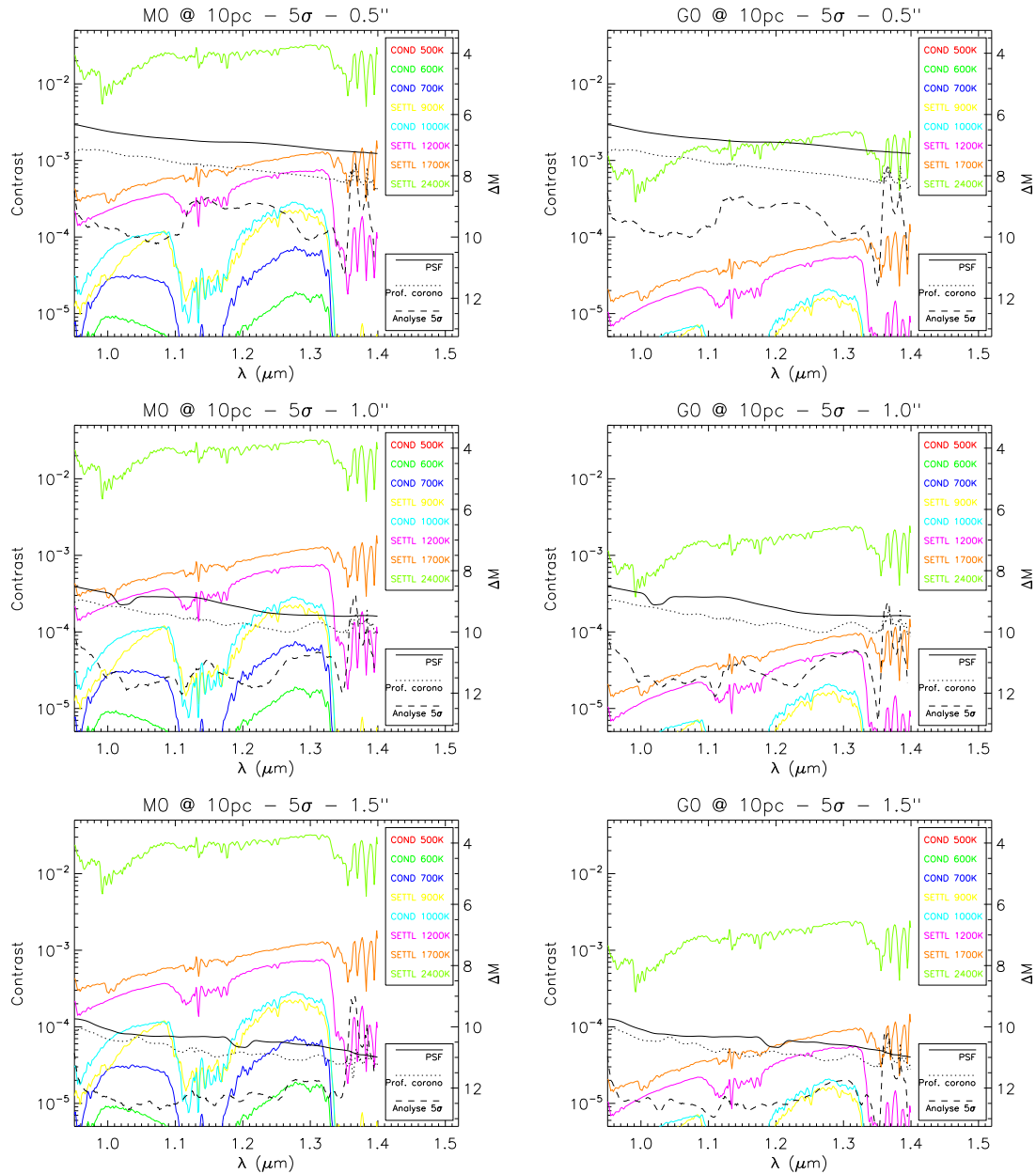


FIG. D.4 – Limites de détection à  $5\text{-}\sigma$  sur des spectres simulés pour NACO avec l'étoile en-dehors de la fente après utilisation de notre méthode d'analyse des données en fonction de la longueur d'onde. La photométrie a été calculée pour 1 h d'intégration sur des étoile de type M0 (gauche) et G0 (droite) à 10 pc et à des séparations angulaires de  $0.5''$  (haut),  $1.0''$  (milieu) et  $1.5''$  (bas). Sur les graphiques figurent également le niveau de différents modèles d'atmosphères planétaires ayant des  $T_{\text{eff}}$  de 400 K à 2500 K. La courbe en trait plein représente le niveau de la PSF non-coronographiée, celle en pointillé le profil avec l'étoile à  $0.2''$  en-dehors de la fente et celle en tiret la limite de détection à  $5\text{-}\sigma$  après suppression des speckles.

coefficients de qualité pour ces 3 spectres valent respectivement 62%, 87% et 95%. Il s'agit ici d'un cas assez largement au-dessus de la limite de détection à  $5\text{-}\sigma$  d'après la Figure D.4. Pourtant, à  $0.5''$  le spectre extrait est clairement erroné : au-dessous de  $1.0\ \mu\text{m}$  le continuum est clairement surestimé, alors qu'il est largement amputé entre  $1.05$  et  $1.15\ \mu\text{m}$ . Vers  $1.25\ \mu\text{m}$ , le pic d'émission

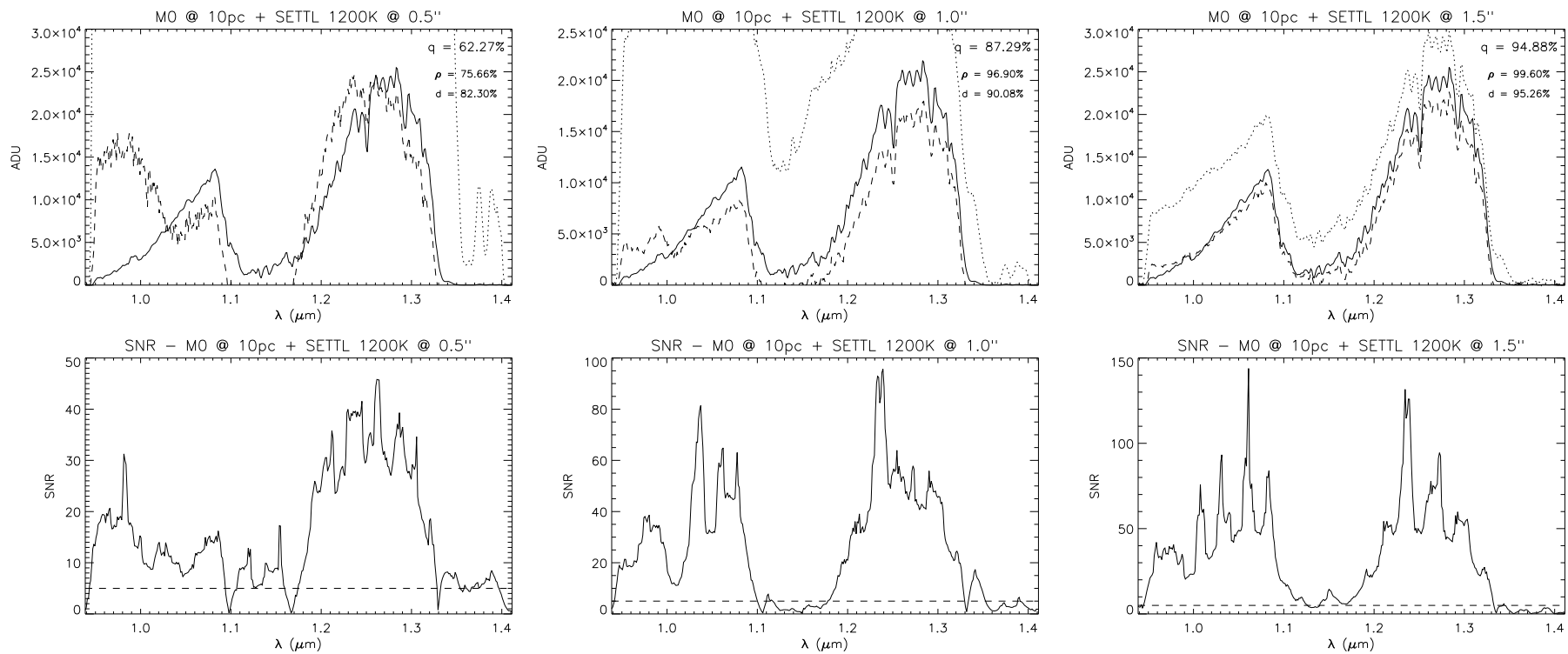


FIG. D.5 – Exemples d'extraction de spectres avec NACO autour d'une étoile de type M0 à 10 pc placée en-dehors de la fente pour un modèle d'atmosphère planétaire SETTL 1200 K à 0.5'' (gauche), 1.0'' (milieu) et 1.5'' (droite) donnant respectivement des coefficients de qualité de 62%, 87% et 95%. Le spectre en trait plein représente le spectre planétaire introduit dans la simulation, celui en tirets le spectre extrait et celui en pointillés le spectre de l'étoile et de la planète avant suppression des speckles. Au-dessous de chaque cas se trouve également tracé le SNR en fonction de la longueur d'onde pour le spectre extrait.



est tantôt surestimé, tantôt sous-estimé, et le doublet du potassium à 1.244/1.253  $\mu\text{m}$  n'est pas reproduit. A cette séparation angulaire, la méthode d'analyse des données ne permet donc pas d'extraire un spectre de bonne qualité, même pour un modèle largement au-dessus de la limite de détection à  $5\text{-}\sigma$ . A 1.0'', l'extraction est de meilleure qualité, bien que le continuum du spectre soit légèrement sous-estimé sur presque tout la gamme de longueurs d'onde couvertes. Cependant le pic d'émission en J est bien mieux estimé, et les quelques raies d'absorption atomiques visibles dans le spectre sont bien reproduites. Enfin à 1.5'' le spectre extrait est presque parfait hormis une légère sous-estimation du continuum dans le pic d'émission en J.

## D.4 Conclusion sur l'adaptation de la méthode pour NACO

On en déduit donc que l'utilisation de la méthode d'analyse des données LSS mise au point pour IRDIS n'est pas totalement adaptée à une utilisation avec NACO lorsqu'on place l'étoile légèrement hors de la fente. En effet dans cette configuration une partie des résidus stellaires sont mal estimés et ne sont pas soustraits correctement, ce qui limite la qualité de l'extraction des spectres à des séparations angulaires inférieures à 1.0'', et ce même sur des compagnons de température élevée dont le signal se trouve nettement au-dessus de la limite de détection à  $5\text{-}\sigma$ . Pour des séparations plus importantes, l'extraction du spectre semble reproduire avec fidélité la plupart des caractéristiques spectrales du compagnon tout en éliminant la contribution stellaire efficacement.

A partir de ces résultats, il a été décidé conjointement avec des chercheurs et un étudiant en thèse du LAOG de faire une demande de temps DDT<sup>1</sup> sur NACO pour tester notre méthode portant sur l'observation de deux objets. Le premier, SCR J1845-6357B est une naine brune âgée située à 1.17'' au Sud de son étoile parente (Biller et al. 2006), une étoile de faible masse de type spectral M8.5. Le contraste entre les deux de 3.68 mag en bande J et le type spectral tardif de SCR J1845-6357B (T6, Kasper et al. 2007 en font un excellent candidat pour tester notre méthode, avec un contraste peu élevé et une séparation supérieure à 1.0''. Les nouveaux spectres obtenus en bande J et H auraient pu être comparés à ceux obtenus par Kasper et al. (2007) pour valider le méthode.

Le second objet est le candidat de masse planétaire 1RXS J160929.1-210524b (Lafrenière et al. 2008). Cet objet est situé à 2.2'' d'une étoile brillante de type K7V âgée de 5 Man, 1RXS J160929.1-210524A, à laquelle il n'a pas encore été prouvé qu'il était lié gravitationnellement. Lafrenière et al. (2008) ont obtenu des spectres en bande H et K avec Gemini/NIRI, mais aucun spectre en bande J n'a été publié jusqu'à présent. Les spectres actuels semblent confirmer un âge jeune cohérent avec celui de 1RXS J160929.1-210524A, mais la mauvaise reproductibilité des caractéristiques spectrales par les spectres synthétiques (DUSTY, Allard et al. 2001). Supposant un âge de 5 Man, Lafrenière et al. (2008) ont attribué une masse de  $8_{-1}^{+4} M_{\text{Jup}}$  à J160929.1-210524b à partir des modèles d'évolution, ce qui place cet objet juste au-dessous la limite de fusion du deutérium. En obtenant un spectre en bande J, de nouvelles caractéristiques spectrales sensibles à l'âge pourraient être utilisées pour une meilleure estimation de l'âge de J160929.1-210524b. Le contraste de 8.08 mag en bande J à une séparation angulaire de 2.2'' rend par contre l'obtention du spectre extrêmement difficile.

Malheureusement, cette demande de temps a été refusée par l'OPC de l'ESO qui a jugé qu'elle n'avait pas sa place comme une demande en DDT, mais plutôt comme une demande de temps classique bien qu'il s'agisse avant tout de tester une méthode novatrice d'analyser les données en spectroscopie longue fente. Mais ce refus ne remet pas en question l'utilisation de notre méthode

<sup>1</sup>Director Discretionary Time

d'analyse avec NACO, et une nouvelle demande de temps sera effectuée afin de la tester sur de vraies données.



# Bibliographie

- Aime, C. 2005a, *A&A*, 434, 785
- Aime, C. 2005b, *PASP*, 117, 1012
- Aime, C. & Soummer, R. 2004, *ApJ Letter*, 612, L85
- Aime, C., Soummer, R., & Ferrari, A. 2001, *A&A*, 379, 697
- Aime, C., Soummer, R., & Ferrari, A. 2002, *A&A*, 389, 334
- Alexander, D. R., Ferguson, J. W., Tamanai, A., et al. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 288, *Stellar Atmosphere Modeling*, ed. I. Hubeny, D. Mihalas, & K. Werner, 289–+
- Alibert, Y., Mordasini, C., & Benz, W. 2004, *A&A*, 417, L25
- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., & Winisdoerffer, C. 2005, *A&A*, 434, 343
- Allard, F., Guillot, T., Ludwig, H.-G., et al. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 211, *Brown Dwarfs*, ed. E. Martín, 325–+
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Aller-Carpentier, E., Kasper, M., Martinez, P., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7015, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Angel, J. R. P. 1994, *Nature*, 368, 203
- Antichi, J., Dohlen, K., Gratton, R. G., et al. 2009, *ApJ*, 695, 1042
- Babcock, H. W. 1953, *PASP*, 65, 229
- Bacon, R., Adam, G., Baranne, A., et al. 1995, *A&A Series*, 113, 347
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&A Series*, 119, 373
- Barman, T. S., Hauschildt, P. H., & Allard, F. 2001, *ApJ*, 556, 885
- Beaulieu, J.-P., Bennett, D. P., Fouqué, P., et al. 2006, *Nature*, 439, 437
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Forveille, T., et al. 2002, *ApJ Letter*, 581, L115
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Gatewood, G., et al. 2006, *Astronomical Journal*, 132, 2206

- Bertoldi, F., Altenhoff, W., Weiss, A., Menten, K. M., & Thum, C. 2006, *Nature*, 439, 563
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2006, *The Messenger*, 125, 29
- Biller, B. A., Close, L. M., Masciadri, E., et al. 2007, *ApJ*, 173, 143
- Biller, B. A., Kasper, M., Close, L. M., Brandner, W., & Kellner, S. 2006, *ApJ Letter*, 641, L141
- Bloemhof, E. E., Dekany, R. G., Troy, M., & Oppenheimer, B. R. 2001, *ApJ Letter*, 558, L71
- Boccaletti, A., Abe, L., Baudrand, J., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7015, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Boccaletti, A., Riaud, P., Baudoz, P., et al. 2004, *PASP*, 116, 1061
- Bodenheimer, P., Lin, D. N. C., & Mardling, R. A. 2001, *ApJ*, 548, 466
- Bonfils, X., Forveille, T., Delfosse, X., et al. 2005, *A&A*, 443, L15
- Bouchy, F. & Halbwachs, J.-L. 2006, Formation planétaire et exoplanètes, Ecole thématique du CNRS, Goutelas (Loire), 23 - 27 mai 2005 Edited by J.-L. Halbwachs, D. Egret, and J.-M. Hameury. Strasbourg : Observatoire astronomique de Strasbourg et Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A), 2006, p. 27-53 <http://astro.u-strasbg.fr/goutelas/g2005/>, 28, 27
- Brown, T. M., Charbonneau, D., Gilliland, R. L., Noyes, R. W., & Burrows, A. 2001, *ApJ*, 552, 699
- Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Brown, M. E., et al. 2002, *ApJ*, 564, 421
- Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., & Liebert, J. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 719
- Burrows, A., Ibgui, L., & Hubeny, I. 2008, *ApJ*, 682, 1277
- Burrows, A. & Liebert, J. 1993, *Reviews of Modern Physics*, 65, 301
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., et al. 1997, *ApJ*, 491, 856
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubeny, I. 2006, *ApJ*, 640, 1063
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Lunine, J. I. 2003, *ApJ*, 596, 587
- Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2000, *ApJ*, 545, 504
- Cagigal, M. P. & Canales, V. F. 1998, *Optics Letters*, 23, 1072
- Canales, V. F. & Cagigal, M. P. 1999, *Applied Optics*, 38, 766
- Carbillet, M., Boccaletti, A., Thalmann, C., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7015, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Carbillet, M., Verinaud, C., Guarracino, M., et al. 2004, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 5490, *Advancements in Adaptive Optics*. Edited by Domenico B. Calia, Brent L. Ellerbroek, and Roberto Ragazzoni. Proceedings of the SPIE, Volume 5490, pp. 637-648 (2004)., ed. D. Bonaccini Calia, B. L. Ellerbroek, & R. Ragazzoni, 637-648

- Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2003, in IAU Symposium, Vol. 210, Modelling of Stellar Atmospheres, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, 20P–+
- Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., Fusco, T., & Rouan, D. 2006, *A&A*, 447, 397
- Chabrier, G. & Baraffe, I. 1997, *A&A*, 327, 1039
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000a, *ApJ*, 542, 464
- Chabrier, G., Baraffe, I., Selsis, F., et al. 2007, in Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 623–638
- Charbonneau, D., Allen, L. E., Megeath, S. T., et al. 2005, *ApJ*, 626, 523
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, *ApJ Letter*, 529, L45
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, *ApJ*, 568, 377
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2005a, *A&A*, 438, L25
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Udry, S., et al. 2006, *A&A*, 456, 1165
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Udry, S., & Mayor, M. 2007, *A&A*, 475, 723
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005b, *A&A*, 438, L29
- Clenet, Y., Kasper, M. E., Ageorges, N., et al. 2004, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 5490, Advancements in Adaptive Optics. Edited by Domenico B. Calia, Brent L. Ellerbroek, and Roberto Ragazzoni. Proceedings of the SPIE, Volume 5490, pp. 107-117 (2004)., ed. D. Bonaccini Calia, B. L. Ellerbroek, & R. Ragazzoni, 107–117
- Cuby, J. G., Lidman, C., & Moutou, C. 2000, *The Messenger*, 101, 2
- Deleuil, M., Deeg, H. J., Alonso, R., et al. 2008, *A&A*, 491, 889
- Deming, D., Harrington, J., Seager, S., & Richardson, L. J. 2006, *ApJ*, 644, 560
- Dohlen, K., Beuzit, J.-L., Feldt, M., et al. 2006, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 6269, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy. Edited by McLean, Ian S. ; Iye, Masanori. Proceedings of the SPIE, Volume 6269, pp. 62690Q (2006).
- Dohlen, K., Saisse, M., Origine, A., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7018, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Fischer, D. A. & Valenti, J. 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Fitzgerald, M. P. & Graham, J. R. 2006, *ApJ*, 637, 541
- Fortney, J. J., Marley, M. S., Saumon, D., & Lodders, K. 2008b, *ApJ*, 683, 1104
- Fraquelli, D. A., Schultz, A. B., Bushouse, H., Hart, H. M., & Vener, P. 2004, *PASP*, 116, 55

- Fusco, T., Petit, C., Rousset, G., et al. 2006, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6272, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Geballe, T. R., Knapp, G. R., Leggett, S. K., et al. 2002, *ApJ*, 564, 466
- Geballe, T. R., Saumon, D., Leggett, S. K., et al. 2001, *ApJ*, 556, 373
- Goldreich, P. & Sari, R. 2003, *ApJ*, 585, 1024
- Goldreich, P. & Soter, S. 1966, *Icarus*, 5, 375
- Gonsalves, R. & Nisenson, P. 2003, *PASP*, 115, 706
- Gonzalez, G. 1997, *MNRAS*, 285, 403
- Gonzalez, G. 1998, *A&A*, 334, 221
- Gonzalez, G., Laws, C., Tyagi, S., & Reddy, B. E. 2001b, *Astronomical Journal*, 121, 432
- Goodman, J. W. 1968, *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, New York)
- Goodman, J. W. 1975, *Optics Communications*, 13, 244
- Gratadour, D., Rouan, D., Boccaletti, A., Riaud, P., & Clénet, Y. 2005a, *A&A*, 429, 433
- Guyon, O. 2003, *A&A*, 404, 379
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJ Letter*, 553, L153
- Hardy, J. W., Lefebvre, J. E., & Koliopoulos, C. L. 1977, *Journal of the Optical Society of America* (1917-1983), 67, 360
- Harrington, J., Hansen, B. M., Luszcz, S. H., et al. 2006, *Science*, 314, 623
- Hauschildt, P. H. & Baron, E. 1999, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 109, 41
- Hawley, S. L., Covey, K. R., Knapp, G. R., et al. 2002, *Astronomical Journal*, 123, 3409
- Haywood, M. 2008, *A&A*, 482, 673
- Haywood, M. 2009, *ApJ Letter*, 698, L1
- Helling, C., Ackerman, A., Allard, F., et al. 2008, *MNRAS*, 391, 1854
- Hessels, J. W. T., Ransom, S. M., Stairs, I. H., et al. 2006, *Science*, 311, 1901
- Hinkley, S., Oppenheimer, B. R., Soummer, R., et al. 2007, *ApJ*, 654, 633
- Holst, G. C., ed. 1998, *Sampling, aliasing, and data fidelity for electronic imaging systems, communications and data acquisition*
- Homeier, D., Allard, F., Hauschildt, P., et al. 2005, in *High Resolution Infrared Spectroscopy in Astronomy*, ed. H. U. Käufel, R. Siebenmorgen, & A. Moorwood, 465–476
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2004a, *ApJ*, 604, 388
- Jacquinet, P. & Roizen-Dossier, B. 1964, *Progress in Optics Volume III* (Amsterdam, MA : North-Holland Publishing Company), 31–186

- Jewitt, D. & Luu, J. 1993, *Nature*, 362, 730
- Johns-Krull, C. M., McCullough, P. R., Burke, C. J., et al. 2008, *ApJ*, 677, 657
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kant, I. 1755, *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels* (Leipzig)
- Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., Spergel, D. N., & Littman, M. G. 2003, *ApJ*, 582, 1147
- Kasper, M., Amico, P., Pompei, E., et al. 2009, *The Messenger*, 137, 8
- Kasper, M., Biller, B. A., Burrows, A., et al. 2007, *A&A*, 471, 655
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., et al. 1999, *ApJ*, 519, 802
- Kirkpatrick, J. D., Reid, I. N., Liebert, J., et al. 2000, *Astronomical Journal*, 120, 447
- Kumar, S. S. 1962, *Astronomical Journal*, 67, 579
- Kurucz, R. L. 1979, *ApJ*, 40, 1
- Lafrenière, D., Doyon, R., Marois, C., et al. 2007, *ApJ*, 670, 1367
- Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H. 2008, *ApJ Letter*, 689, L153
- Lagrange, A.-M., Desort, M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2009b, *A&A*, 495, 335
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009a, *A&A*, 493, L21
- Langlois, M. 2001, PhD thesis, Université de Paris VII (Denis Diderot)
- Langlois, M., Sandler, D. G., Ryan, P. T., & McCarthy, D. W. 1998, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 3353, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. D. Bonaccini & R. K. Tyson, 189–200
- Laplace, P. S. 1796, *Exposition du système du Monde* (Paris)
- Laughlin, G. 2000, *ApJ*, 545, 1064
- Lavigne, J.-F., Doyon, R., Lafreniere, D., Marois, C., & Barman, T. 2009, ArXiv e-prints
- Leger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, ArXiv e-prints
- Lena, P. 1988, *Observational astrophysics* (Berlin and New York, Springer-Verlag, 1988, 340 p. Translation.)
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 944–952
- Lin, D. N. C. & Ida, S. 1997, *ApJ*, 477, 781
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1986, *ApJ*, 309, 846
- Lingrand, D. 2004, *Introduction au traitement d'images* (Vuibert)



- Lloyd, J. P., Gavel, D. T., Graham, J. R., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4860, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. A. B. Schultz, 171–181
- Lloyd, J. P., Oppenheimer, B. R., Digby, A. P., et al. 2003b, in ESA Special Publication, Vol. 539, Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets, ed. M. Fridlund, T. Henning, & H. Lacoste, 513–518
- Lopez, B., Wolf, S., Lagarde, S., et al. 2006, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 6268, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Luu, J. X. & Jewitt, D. C. 2002, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 40, 63
- Lytot, B. 1933, *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, 27, 265
- Macintosh, B., Graham, J., Palmer, D., et al. 2006, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6272, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Macintosh, B., Poyneer, L., Sivaramakrishnan, A., & Marois, C. 2005, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 5903, Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications II. Edited by Tyson, Robert K. ; Lloyd-Hart, Michael. Proceedings of the SPIE, Volume 5903, pp. 170-177 (2005)., ed. R. K. Tyson & M. Lloyd-Hart, 170–177
- Makidon, R. B., Sivaramakrishnan, A., Perrin, M. D., et al. 2005, *PASP*, 117, 831
- Marcy, G., Butler, R. P., Fischer, D., et al. 2005, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 158, 24
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., et al. 2005a, *ApJ*, 619, 570
- Marley, M. S., Fortney, J. J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2007, *ApJ*, 655, 541
- Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., et al. 2005, *PASP*, 117, 745
- Marois, C., Doyon, R., Racine, R., & Nadeau, D. 2000, *PASP*, 112, 91
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., & Doyon, R. 2006b, *ApJ*, 647, 612
- Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., & Doyon, R. 2008a, *ApJ*, 673, 647
- Marois, C., Macintosh, B., & Barman, T. 2007, *ApJ Letter*, 654, L151
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008b, *Science*, 322, 1348
- Martin, E. L., Basri, G., Delfosse, X., & Forveille, T. 1997, *A&A*, 327, L29
- Martín, E. L., Delfosse, X., Basri, G., et al. 1999, *Astronomical Journal*, 118, 2466
- Marzari, F. & Weidenschilling, S. J. 2002, *Icarus*, 156, 570
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, *ApJ*, 633, 1191

- Mawet, D., Riaud, P., Baudrand, J., et al. 2006, *A&A*, 448, 801
- Mayor, M., Bonfils, X., Forveille, T., et al. 2009b, ArXiv e-prints
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mayor, M., Udry, S., Lovis, C., et al. 2009a, *A&A*, 493, 639
- McElwain, M. W., Metchev, S. A., Larkin, J. E., et al. 2007, *ApJ*, 656, 505
- Mohanty, S., Jayawardhana, R., Huélamo, N., & Mamajek, E. 2007, *ApJ*, 657, 1064
- Moutou, C., Beuzit, J.-L., Gratton, R., et al. 2006a, in IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques, ed. C. Aime & F. Vakili, 159–164
- Moutou, C., Pont, F., & Halbwachs, J.-L. 2006b, Formation planétaire et exoplanètes, Ecole thématique du CNRS, Goutelas (Loire), 23 - 27 mai 2005 Edited by J.-L. Halbwachs, D. Egret, and J.-M. Hameury. Strasbourg : Observatoire astronomique de Strasbourg et Société Française d’Astronomie et d’Astrophysique (SF2A), 2006, p. 55-79 <http://astro.u-strasbg.fr/goutelas/g2005/>, 28, 55
- Mugnier, L. M., Cornia, A., Sauvage, J.-F., et al. 2008, in the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 7015, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Murray, N., Hansen, B., Holman, M., & Tremaine, S. 1998, *Science*, 279, 69
- Murray, N., Paskowitz, M., & Holman, M. 2002, *ApJ*, 565, 608
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., et al. 1995, *Nature*, 378, 463
- N’Diaye, M., Dohlen, K., & Cuevas, S. 2008, ArXiv e-prints
- Nelson, R. P., Papaloizou, J. C. B., Masset, F., & Kley, W. 2000, *MNRAS*, 318, 18
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., et al. 2005, *A&A*, 435, L13
- Nielsen, E. L., Close, L. M., Biller, B. A., Masciadri, E., & Lenzen, R. 2008, *ApJ*, 674, 466
- Nisenson, P. & Papaliolios, C. 2001, *ApJ Letter*, 548, L201
- Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Matthews, K., & Nakajima, T. 1995, *Science*, 270, 1478
- Palacios, D. M. 2005, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5905, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. D. R. Coulter, 196–205
- Pepe, F., Mayor, M., Rupprecht, G., et al. 2002, *The Messenger*, 110, 9
- Perrin, G., Lai, O., Lena, P. J., & Coude du Foresto, V. 2000, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4006, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. P. Léna & A. Quirrenbach, 708–714
- Perrin, M. D., Sivaramakrishnan, A., Makidon, R. B., Oppenheimer, B. R., & Graham, J. R. 2003, *ApJ*, 596, 702

- Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Perryman, M. A. C., de Boer, K. S., Gilmore, G., et al. 2001, *A&A*, 369, 339
- Pollacco, D. L., Skillen, I., Cameron, A. C., et al. 2006, *PASP*, 118, 1407
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Povel, H.-P. 1995, *Optical Engineering*, 34, 1870
- Povel, H. P., Keller, C. U., & Stenflo, J. O. 1991, in 11. National Solar Observatory / Sacramento Peak Summer Workshop : Solar polarimetry, p. 100 - 112, 100–112
- Povel, H. P., Keller, C. U., & Yedigargolu, I.-A. 1994, *Applied Optics*, 33, 4254
- Pravdo, S. H. & Shaklan, S. B. 2009, *ApJ*, 700, 623
- Quillen, A. C. & Holman, M. 2000, *Astronomical Journal*, 119, 397
- Quirrenbach, A., Henning, T., Queloz, D., et al. 2004, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5491, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. W. A. Traub, 424–+
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Rasio, F. A., Tout, C. A., Lubow, S. H., & Livio, M. 1996, *ApJ*, 470, 1187
- Rebolo, R., Osorio, M. R. Z., & Martín, E. L. 1995, *Nature*, 377, 129
- Riaud, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2003, *PASP*, 115, 712
- Riaud, P., Mawet, D., Absil, O., et al. 2006, *A&A*, 458, 317
- Rigaut, F., Rousset, G., Kern, P., et al. 1991, *A&A*, 250, 280
- Roddier, F. 1999, *Adaptive optics in astronomy* (Cambridge University Press, New York, NY)
- Roddier, F. & Roddier, C. 1997, *PASP*, 109, 815
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479
- Rousset, G., Fontanella, J. C., Kern, P., Gigan, P., & Rigaut, F. 1990, *A&A*, 230, L29
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4839, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140–149
- Safronov, V. S. & Zvjagina, E. V. 1969, *Icarus*, 10, 109
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2001a, *A&A*, 373, 1019
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., Rebolo, R., & Udry, S. 2003a, *A&A*, 398, 363
- Schneider, G. & Silverstone, M. D. 2003, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4860, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. A. B. Schultz, 1–9

- Seifahrt, A., Neuhäuser, R., & Hauschildt, P. H. 2007, *A&A*, 463, 309
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 25, 23
- Sivaramakrishnan, A., Lloyd, J. P., Hodge, P. E., & Macintosh, B. A. 2002, *ApJ Letter*, 581, L59
- Sivaramakrishnan, A. & Oppenheimer, B. R. 2006, *ApJ*, 647, 620
- Skillen, I., Pollacco, D., Collier Cameron, A., et al. 2009, ArXiv e-prints
- Smith, I., Ferrari, A., & Carbillat, M. 2009, *IEEE Transactions on Signal Processing*, 57, 904
- Soummer, R. 2005, *ApJ Letter*, 618, L161
- Soummer, R., Aime, C., & Falloon, P. E. 2003a, *A&A*, 397, 1161
- Soummer, R., Dohlen, K., & Aime, C. 2003b, *A&A*, 403, 369
- Soummer, R., Ferrari, A., Aime, C., & Jolissaint, L. 2007, *ApJ*, 669, 642
- Sparks, W. B. & Ford, H. C. 2002, *ApJ*, 578, 543
- Stahl, S. M. & Sandler, D. G. 1995, *ApJ Letter*, 454, L153+
- Stam, D. M. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 321, *Extrasolar Planets : Today and Tomorrow*, ed. J. Beaulieu, A. Lecavelier Des Etangs, & C. Terquem, 195–+
- Stauffer, J. R., Hamilton, D., & Probst, R. G. 1994, *Astronomical Journal*, 108, 155
- Sudarsky, D., Burrows, A., & Hubeny, I. 2003, *ApJ*, 588, 1121
- Sudarsky, D., Burrows, A., & Pinto, P. 2000, *ApJ*, 538, 885
- Swain, M. R., Bouwman, J., Akeson, R. L., Lawler, S., & Beichman, C. A. 2008, *ApJ*, 674, 482
- Tanaka, H., Takeuchi, T., & Ward, W. R. 2002, *ApJ*, 565, 1257
- Thalmann, C., Schmid, H. M., Boccaletti, A., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Thatte, N., Abuter, R., Tecza, M., et al. 2007, *MNRAS*, 378, 1229
- Tokunaga, A. T. & Kobayashi, N. 1999, *Astronomical Journal*, 117, 1010
- Traub, W. A. & Vanderbei, R. J. 2003, *ApJ*, 599, 695
- Trilling, D. E., Benz, W., Guillot, T., et al. 1998, *ApJ*, 500, 428
- Trilling, D. E., Lunine, J. I., & Benz, W. 2002, *A&A*, 394, 241
- Udry, S., Bonfils, X., Delfosse, X., et al. 2007a, *A&A*, 469, L43
- Udry, S., Mayor, M., Naef, D., et al. 2002, *A&A*, 390, 267
- Udry, S. & Santos, N. C. 2007b, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 45, 397
- van Belle, G. T., Sahlmann, J., Abuter, R., et al. 2008, *The Messenger*, 134, 6

- van Dishoeck, E. F. & Blake, G. A. 1998, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 36, 317
- Vanderbei, R. J., Kasdin, N. J., & Spergel, D. N. 2004, *ApJ*, 615, 555
- Vanderbei, R. J., Spergel, D. N., & Kasdin, N. J. 2003a, *ApJ*, 590, 593
- Vanderbei, R. J., Spergel, D. N., & Kasdin, N. J. 2003b, *ApJ*, 599, 686
- Vigan, A., Langlois, M., Moutou, C., & Dohlen, K. 2008, *A&A*, 489, 1345
- Ward, W. R. 1997, *Icarus*, 126, 261
- Weidenschilling, S. J. & Marzari, F. 1996, *Nature*, 384, 619
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, *Nature*, 355, 145









## Résumé

Depuis la découverte de la première exoplanète autour d'une étoile de la séquence principale en 1995, seule une poignée d'exoplanètes ont été détectées par imagerie directe du fait de la grande différence de contraste qui existe entre les étoiles et les planètes. L'instrument SPHERE pour le VLT fait partie d'une nouvelle génération d'instruments dédiés à la détection directe de planètes géantes gazeuses qui combine un système d'OA extrême et des coronographes de dernière génération pour allier haute résolution angulaire et haut contraste. IRDIS, le spectro-imageur différentiel de SPHERE, offre plusieurs modes d'observation dans le proche infrarouge, dont les deux principaux sont l'imagerie différentielle (DBI) et la spectroscopie longue fente (LSS). Durant ma thèse j'ai étudié au moyen de simulations numériques détaillées les performances des modes DBI et LSS pour la détection et la caractérisation des exoplanètes. En mode DBI j'ai utilisé les méthodes SDI et ADI pour éliminer les speckles qui limitent intrinsèquement les données, puis j'ai estimé les limites de détection et la précision photométrique de IRDIS en imagerie afin de déterminer une séquence de paires de filtres optimale pour la caractérisation des exoplanètes. En utilisant cette séquence, j'ai pu estimer les températures effectives des planètes qui seront effectivement caractérisables avec IRDIS. En mode LSS, j'ai développé une méthode d'analyse des données spécifique pour les spectres dominés par les speckles et j'ai étudié ses performances en détail pour la caractérisation des exoplanètes. Enfin, j'ai travaillé sur la stratégie d'observation à adopter pour la caractérisation des exoplanètes avec IRDIS au moyen de tests en aveugle en imagerie et en spectroscopie. Ces tests m'ont permis de confirmer les résultats obtenus dans le cadre du travail détaillé sur les modes DBI et LSS, et en particulier d'étudier la discrimination des contaminants stellaires dans les données de IRDIS.

---

**Mots-clés :** Imagerie haut contraste, Haute résolution angulaire, Coronographie, Optique adaptative, Analyse de données, SPHERE, IRDIS.

---

## Abstract

Since the first detection of an exoplanet orbiting a main sequence star in 1995, only a handful of planets have been detected by direct imaging because of the large contrast difference between stars and planets. SPHERE is a second generation instrument for the VLT dedicated to the detection of giant gaseous planets by direct imaging which will combine a dedicated extreme adaptive optics system and high-efficiency coronagraphs to ally high angular resolution and high contrast. One of its scientific modules, IRDIS, will offer several observing modes for exoplanet detection and characterization in the near infrared. During my thesis, I studied with detailed numerical simulations the performances of the dual-band imaging (DBI) and long slit spectroscopy (LSS) modes. In DBI I used SDI and ADI data analysis methods to attenuate the speckle noise and estimate the detection limits and photometric accuracy of IRDIS. Using this empirical accuracy I derived a best sequence of filter pairs for planet characterization and I estimated the lowest effective temperatures of the planets that could be characterized with IRDIS. In LSS, I developed a specific data analysis method for speckle dominated spectra and I studied its performances in details for exoplanet characterization. Finally, I worked on the characterization strategy for IRDIS with blind tests in DBI and LSS mode. These tests confirmed the results from the dedicated analysis of the two modes, and allowed me to study the discrimination of stellar contaminants in IRDIS data.

---

**Keywords :** High contrast imaging, high angular resolution, Coronagraphy, Adaptive optics, Data analysis, SPHERE, IRDIS.

---