



HAL
open science

Détection et caractérisation de planètes extrasolaires par photométrie visible et interférométrie infrarouge à très haute précision

Pascal Bordé

► **To cite this version:**

Pascal Bordé. Détection et caractérisation de planètes extrasolaires par photométrie visible et interférométrie infrarouge à très haute précision. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT : . tel-00004349

HAL Id: tel-00004349

<https://theses.hal.science/tel-00004349v1>

Submitted on 27 Jan 2004

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.

Détection et caractérisation de planètes extrasolaires
par photométrie visible et interférométrie infrarouge
à très haute précision

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 27 octobre 2003

pour l'obtention du

Doctorat de l'université Pierre & Marie Curie – Paris VI
(spécialité astrophysique et instrumentations associées)

par

PASCAL BORDÉ

Composition du jury

<i>Président :</i>	Pr. Pierre Encrenaz
<i>Directeurs de thèse :</i>	Dr. Vincent Coudé du Foresto Pr. Pierre Léna
<i>Rapporteurs :</i>	Dr. Pierre Barge Dr. Didier Queloz
<i>Examineur :</i>	Dr. Alain Léger

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Par ses différents aspects, mon travail de thèse m'a conduit à travailler avec de nombreuses personnes dans différents observatoires ou laboratoires de la région parisienne ou des Amériques (États-Unis et Chili). Je voudrais remercier ici tous ceux qui m'ont orienté et conseillé dans mes recherches, ou qui plus généralement ont contribué à enrichir le contenu de ce manuscrit.

Tout d'abord, ma gratitude va à Vincent Coudé du Foresto et Pierre Léna qui m'ont accueilli dans leur équipe d'interférométrie de l'observatoire de Meudon et ont assuré la direction de ma thèse. Les deux missions d'observation au Mont Hopkins (Arizona) avec Vincent furent pour moi l'occasion de faire mes premières armes d'astronome. C'est un rude métier qui nécessite un moral d'acier afin de faire face aussi bien aux difficultés techniques qu'à la météo capricieuse, mais qui apporte en contrepartie des satisfactions uniques.

Au sein de l'équipe d'interférométrie, je tiens à remercier particulièrement Guy Perrin pour sa disponibilité à mon égard, pour de nombreuses discussions scientifiques très enrichissantes, pour avoir réalisé pour moi des observations d'étoiles binaires spectroscopiques et pour les heures de manipulation partagées au Laboratoire de physique des lasers à Villetaneuse.

Je suis très redevable à Daniel Rouan du LESIA et Alain Léger de l'IAS pour tout ce qui concerne COROT et les transits d'exoplanètes. En dirigeant mon stage de DEA sur COROT en 1999, Daniel a guidé mes premiers pas en recherche et a su, aidé d'Alain, me communiquer le « virus des exoplanètes ». J'ai eu la chance que ce travail se poursuive jusqu'en 2002 au travers de passionnantes réunions, nous gagnant auprès d'Annie Baglin le surnom des « trois mousquetaires ». Je remercie également Marc Ollivier de l'IAS qui m'a souvent fait l'amitié de répondre à mes questions sur COROT, et avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler sur une expérience préparatoire à Darwin.

Je tiens à remercier l'équipe IRCO2 du Laboratoire de physique des lasers à Villetaneuse qui a accueilli le banc de test pour la caractérisation des fibres à 10 μm : Thanh Nguyen, Anne Amy-Klein, Christophe Daussy et Christian Chardonnet. Il faut aussi souligner que rien n'aurait été possible sans le soutien de Gwenaél Mazé, directeur du Verre Fluoré, dont le désir de collaborer avec notre équipe s'est prolongé au-delà du terme du contrat attribué par la DGA.

Je remercie Pierre Kervella de l'ESO pour une collaboration très agréable lors de mon séjour au Mont Paranal, ainsi que pour m'avoir associé à des études interférométriques sur Sirius et Procyon.

Pour leur aide ponctuelle ou répétée, pour de (nombreuses) discussions scientifiques et amicales, je remercie Olivier Absil, Daniel Bonneau, Theo ten Brummelaar, Gilles Chagnon, Andrew Collier Cameron, Xavier Delfosse, Emmanuel di Folco, Marc Lacasse, Hal McAlister, Bertrand Mennesson, Antoine Mérand, Steve Ridgway, Jean Schneider, Peter Schuller, Wesley Traub, Tjil Verhoelst et Julien Woillez.

Je suis très reconnaissant à Thérèse Encrenaz, directrice du DESPA, puis à son successeur Jean-Louis Bougeret, directeur du LESIA, d'avoir mis à ma disposition tous les moyens nécessaires à ma recherche, de m'avoir toujours permis de partir en mission ou d'assister à des colloques. Enfin, je remercie particulièrement Jacqueline Thouvy, administratrice hors pair du LESIA, et plus généralement les secrétaires du LESIA et de l'école doctorale Astronomie & Astrophysique d'Île-de-France.

À mes parents

Table des matières

Prologue	1
I De nouveaux mondes	3
1 Une quête astrophysique et métaphysique	5
1.1 L'Univers infini	5
1.2 La chasse aux planètes géantes	6
1.2.1 Les tentatives astrométriques	6
1.2.2 Les planètes du pulsar	6
1.2.3 Les succès de la spectroscopie	7
1.2.4 La confirmation photométrique	7
1.3 Objectif Terres !	8
1.4 Établir le contact?	9
2 Les exoplanètes géantes	11
2.1 Qu'est-ce qu'une planète?	11
2.2 Panorama des découvertes	12
2.3 Distributions statistiques	12
2.3.1 Histogramme des masses	12
2.3.2 Histogramme des demi-grands axes	13
2.3.3 Étude de l'excentricité	14
2.3.4 Influence de la métallicité	15
2.4 La famille des Pégasides	15
2.4.1 Propriétés générales	16
2.4.2 Modèles d'atmosphère et spectres	17

3 Des compagnons planétaires aux compagnons stellaires : les systèmes doubles 21

3.1	Introduction	21
3.2	Intérêt astrophysique	22
3.3	Description dynamique	22
3.3.1	Mouvement du compagnon dans le plan orbital	22
3.3.2	Mouvement du compagnon dans le plan du ciel	23
3.4	Vélocimétrie radiale	26
3.4.1	Calcul des vitesses radiales	26
3.4.2	Exploitation des mesures vélocimétriques	27
3.5	Les binaires à éclipses	30

II La méthode des transits ou la quête des petites planètes et des grandes statistiques 33

4 La science des transits 35

4.1	Principe et grandeurs caractéristiques	35
4.1.1	Variation photométrique	35
4.1.2	Durée	36
4.1.3	Probabilité géométrique	37
4.2	Exploitation d'une courbe de lumière	37
4.2.1	Première approche	37
4.2.2	Modélisation fine	38
4.2.3	Mesure des paramètres stellaires	39
4.3	Succès et ambitions de la photométrie	39
4.3.1	Spectaculaire HD 209458	39
4.3.2	Candidats du relevé OGLE	40
4.4	Algorithmes de détection	40
4.4.1	Inconvénients de l'analyse de Fourier	41
4.4.2	Filtrage adapté	42
4.4.3	Autres méthodes	46
4.5	Variabilités solaire et stellaire	47
4.5.1	Causes de la variabilité	47
4.5.2	Modèle de bruit de variabilité	49

4.5.3	Extrapolation aux autres étoiles	51
5	Prédiction des performances de la mission COROT	53
5.1	La mission COROT	53
5.2	Performances escomptées	56
5.2.1	Champ d'étoiles synthétique	56
5.2.2	Procédure de simulation	57
5.2.3	Courbes d'efficacité de détection	59
5.2.4	Nombre total de détections	64
5.2.5	Étude en fonction du type spectral et de la magnitude	66
5.3	Effets réduisant l'efficacité de détection	69
5.3.1	Variabilité stellaire	69
5.3.2	Variabilité induite par les étoiles de fond	70
5.3.3	Binaires à éclipses	71
5.3.4	Difficulté de sélection des cibles	72
5.4	Conclusion	72
6	De l'utilisation de la couleur	75
6.1	Propriétés chromatiques de la variabilité solaire	75
6.1.1	Mesures de l'instrument SPM	75
6.1.2	Modèle de chromaticité solaire	77
6.1.3	Coefficients de chromaticité en bande large	78
6.2	Soustraction du bruit de variabilité	79
6.3	Reconnaissance des transits uniques	81
6.3.1	Principe du test	81
6.3.2	Exemple d'utilisation	82
6.4	Conclusion	83
III	Interférométrie infrarouge et exoplanètes géantes	85
7	L'interférométrie astronomique	87
7.1	Motivation	87
7.2	Brève présentation de l'interférométrie astronomique	88
7.2.1	De la naissance de l'idée au premier diamètre stellaire	88
7.2.2	Un essor récent	88

7.3	Observable interférométrique	88
7.3.1	Degré complexe de cohérence	90
7.3.2	Théorème de Zernike-Van Cittert	90
7.3.3	Étalonnage	90
7.4	L'interférométrie fibrée	91
7.4.1	Principe	91
7.4.2	Mesure de diamètre avec VINCI	93
8	Un catalogue d'étoiles-étalons	99
8.1	Un catalogue d'étalons spectro-photométriques	100
8.1.1	Synthèse des spectres	100
8.1.2	Sélection des étoiles	100
8.2	Exigences interférométriques	101
8.3	Sélection des étoiles	101
8.4	Propriétés du catalogue	101
8.4.1	Présentation générale	101
8.4.2	Informations statistiques	102
8.4.3	Calcul des diamètres angulaires	105
8.4.4	Longueur d'onde effective et facteur de forme	105
8.4.5	Taille effective du catalogue	106
8.5	Comparaison avec la littérature	107
8.5.1	Méthodes indirectes	108
8.5.2	Mesures interférométriques	110
8.6	Extension du catalogue	112
8.6.1	Motivation	112
8.6.2	Procédure et résultats	112
8.7	Conclusion	112
9	Vers un guide monomode pour l'infrarouge thermique	115
9.1	Filtrage du front d'onde	115
9.1.1	Filtrage spatial par trou	115
9.1.2	Filtrage modal par fibre	116
9.2	Fabrication des fibres	117
9.2.1	Choix des matériaux	117
9.2.2	Caractéristiques des échantillons	117

9.3	Mesure des capacités de filtrage modal	118
9.3.1	Principe de la mesure	118
9.3.2	Banc de mesure	119
9.3.3	Premiers résultats	121
9.3.4	Un nouveau type de composant	121
9.3.5	Dernier prototype (mars 2003)	123
9.4	Conclusion et perspectives	126
10	Observation interférométrique de Pégasides	129
10.1	Visibilité d'un système double	129
10.1.1	Cas général	129
10.1.2	Étoiles ponctuelles identiques	130
10.1.3	Étoiles ponctuelles de luminosités différentes	130
10.1.4	Étoiles résolues identiques	132
10.1.5	Étoile binaire à fort contraste	132
10.2	Détermination d'orbite visuelle par interférométrie	132
10.2.1	Mesure de la position du compagnon	132
10.2.2	Calcul d'orbite visuelle	134
10.3	Combiner l'interférométrie & la spectroscopie	134
10.3.1	Intérêt de l'approche globale	135
10.3.2	Modèle direct	135
10.3.3	Estimation des paramètres orbitaux	136
10.4	Observations de binaires spectroscopiques	139
10.4.1	Objectif	139
10.4.2	Déroulement	139
10.4.3	Delta Trianguli	142
10.5	Observations simulées de Pégasides	142
10.5.1	Stratégie d'observation	142
10.5.2	Performances escomptées	144
10.5.3	Discussion	146
10.6	Détecter des Pégasides par analyse de Fourier?	146
10.6.1	Formalisme	147
10.6.2	Discussion	148
10.7	Conclusion	150

Épilogue	151
Annexes	153
A Formules de changement de coordonnées	155
B Algorithme de Levenberg-Marquardt	157
C Paramètres stellaires standards	159
D Liste des sigles & acronymes	161
E Liste des symboles	165
F Publications et diffusion du travail de recherche	171
Bibliographie	215

Prologue

Plus les thèmes en plein essor de l'astronomie contemporaine, la recherche de planètes extrasolaires soulève un enthousiasme qui dépasse largement la communauté des astrophysiciens. Chacun se sent concerné par cette quête qui touche non seulement aux origines de la vie sur Terre, mais aussi à l'existence spéculative de vie dans l'Univers. Grâce aux spectaculaires progrès des sciences et techniques, nous disposons aujourd'hui d'instruments permettant la détection de ces planètes, et bientôt l'analyse approfondie de leurs propriétés physiques et de leur composition atmosphérique. Depuis la découverte de la première planète extrasolaire autour d'une étoile analogue au Soleil en 1995, la liste de ces objets n'a cessé de s'allonger jusqu'à dépasser la centaine récemment. Ce succès alimente un formidable élan qui se traduit en quantité de travaux théoriques et de projets instrumentaux aussi bien au sol que dans l'espace. C'est dans ce cadre que je souhaite inscrire cette thèse.

Les études que j'ai menées se concentrent autour de deux techniques : d'une part la photométrie dans la partie visible du spectre en relation avec la mission spatiale COROT, et d'autre part l'interférométrie à très longue base depuis le sol dans le domaine infrarouge. La détection et la caractérisation d'exoplanètes réunit ici ces deux techniques autour d'un objectif commun qui profite de leur complémentarité.

Le manuscrit est organisé en dix chapitres appartenant à trois parties. La première partie s'ouvre sur un bref historique de la détection des planètes extrasolaires (chap. 1), puis je décris l'état des connaissances sur ces objets en apportant une attention particulière à la classe des planètes appelées Pégasides (chap. 2). Enfin, je présente les systèmes doubles en toute généralité, ce qui me permet de regrouper dans un même formalisme les étoiles binaires et les systèmes étoile-planète (chap. 3).

La deuxième partie est consacrée à la recherche photométrique d'exoplanètes par la méthode des transits. Après un chapitre donnant un aperçu général de cette technique (chap. 4), j'expose mon travail sur la prédiction des performances de la mission COROT (chap. 5), puis sur l'utilisation d'une photométrie en plusieurs couleurs (chap. 6).

Dans la troisième partie, je traite de l'interférométrie infrarouge, puis de sa combinaison avec la vélocimétrie radiale pour la caractérisation complète de systèmes binaires. Cette partie débute par une introduction sur l'interférométrie dans laquelle je rapporte des mesures de diamètres angulaires d'étoiles (chap. 7). J'expose ensuite la problématique de l'étalonnage en interférométrie ainsi que la constitution d'un catalogue d'étoiles de référence pour cette technique (chap. 8). L'avant dernier chapitre concerne le développement instrumental de fibres monomodes dans l'infrarouge thermique, ainsi que son intérêt dans le cadre de la détection de planètes (chap. 9). Enfin, le manuscrit se clôt sur l'usage de l'interférométrie couplée à la vélocimétrie radiale pour l'observation d'étoiles binaires spectroscopiques et de Pégasides (chap. 10).

Le lecteur trouvera en annexe des formules de changement de coordonnées qui auraient inutilement alourdi le corps du texte, un descriptif de l'algorithme de Levenberg-Marquardt, les paramètres stellaires standards pour les étoiles naines et géantes, la liste des sigles et des symboles employés dans le manuscrit, la liste des publications auxquelles j'ai collaboré et cinq publications significatives de mon travail.

Première partie
De nouveaux mondes

1

Une quête astrophysique et métaphysique

« Existe-t-il plusieurs mondes ou n'en existe-t-il qu'un ? Cette question est sans doute l'une des plus nobles et des plus exaltantes que soulève l'étude de la Nature. »

Albert le Grand, théologien et philosophe allemand du XIII^e s.

1.1 L'Univers infini

Searcher des planètes extrasolaires est tellement excitante, c'est parce qu'elle est intimement liée à un questionnement d'ordre fondamentale et métaphysique : y a-t-il de la vie ailleurs dans l'Univers ? Et si oui, de quelle sorte de vie s'agit-il ?

Au cours des siècles passés, nombre de penseurs prirent position sur le sujet. Au contraire d'Aristote dont l'univers est fini, centré sur la Terre et hiérarchisé, celui d'Epicure explose en un espace infiniment grand et infiniment peuplé. N'écrivit-il pas dans sa *Lettre à Hérodoté*¹ :

« Ce n'est pas seulement le nombre des atomes, c'est celui des mondes qui est infini dans l'Univers. Il y a un nombre infini de mondes semblables au nôtre et un nombre infini de mondes différents [...] On doit admettre que dans tous les mondes, sans exception, il y a des animaux, des plantes, et tous les êtres que nous observons [...] » ?

Lorsqu'elles se heurtèrent à la pensée établie, de telles affirmations ne furent pas dénuées de risque. Elles coûtèrent par exemple la vie à Giordano Bruno, auteur de *L'Infini, l'Univers et les Mondes* (1585), qui fut brûlé sur le bûcher de l'Inquisition le 17 février 1600 à Rome. Cependant, il se trouva toujours des hommes pour soutenir l'existence d'autres mondes, comme Bernard le Bouyer de Fontenelle dans *Entretiens sur la pluralité des mondes* (1686), ou Christiaan Huygens (1629–1695) qui écrivit :

« N'hésitons pas, nous, à admettre avec les principaux Philosophes de notre temps, que la nature des étoiles et celle du Soleil est la même. D'où résulte une conception du monde beaucoup plus grandiose que celle qui correspond aux vues antérieures plus ou moins traditionnelles. Car qu'est-ce qui empêche maintenant de penser que chacune de ces étoiles ou Soleils a des Planètes autour d'elle et que ces planètes à leur tour sont pourvues de Lunes ? »

1. Les citations de cette section sont extraites du livre de Mayor et Frei (2001).

Pourtant, même prononcés par de grands scientifiques comme Huygens, ces mots ne sauraient convaincre les sceptiques car ce ne sont en définitive que de pures spéculations. En rupture avec les siècles précédents, le XX^e siècle a vu se développer des outils susceptibles d'apporter un début de réponse étayé par des preuves observationnelles.

1.2 La chasse aux planètes géantes

1.2.1 Les tentatives astrométriques

Si les planètes, peu lumineuses par nature, échappent aux observations télescopiques directes, elles exercent sur leur étoile une force d'attraction gravitationnelle dont les effets sont susceptibles de trahir leur présence. L'étoile accomplit un mouvement de révolution autour du barycentre du système étoile-planète. Ce mouvement, qui se compose avec le mouvement propre du système, peut être observé en projection sur le ciel pourvu qu'on soit capable de mesurer précisément la position de l'étoile au cours du temps. C'est l'objet de l'astrométrie, technique sur laquelle s'est bâtie la mécanique céleste.

En 1844, Friedrich Bessel détecta par cette méthode un compagnon invisible à Sirius, trop massif pour être une planète et dont la nature resta longtemps mystérieuse. Dix-huit ans plus tard, les contemporains de Bessel durent cependant en admettre la réalité après son observation directe réussie par Alvan Clark. On sait aujourd'hui que c'est une naine blanche de magnitude 8,5, soit dix mille fois plus faible que Sirius.

Avec l'amélioration des instruments, il devint possible d'envisager la recherche d'objets moins massifs. Piet Van de Kamp (1901–1995), un astronome hollandais, se lança dans l'aventure. Il s'attacha en particulier à suivre à partir de 1938 le mouvement de l'étoile de Barnard², située à 5,9 al du Soleil et dont le mouvement propre record atteint 10,5"/an. Il suspecta d'abord la présence d'une, puis de deux planètes en orbite autour de cette naine rouge (van de Kamp, 1963, 1969). Cependant, cette découverte fut sérieusement mise en doute en 1973 par Gatewood et Eichhorn. Van de Kamp demeura seul à y croire jusqu'à la fin de ses jours. Pour le reste de la communauté scientifique, l'astrométrie classique signa là son échec à détecter des planètes.

1.2.2 Les planètes du pulsar

En 1970, David Richards constata une anomalie dans la périodicité du signal en provenance du pulsar du Crabe, découvert un an plus tôt. Il en proposa trois explications : un effet de précession, une vibration du pulsar ou une perturbation liée à une planète de période 11 jours. L'hypothèse de vibration fut jugée la bonne. En revanche, c'est bien la découverte d'une planète autour de PSR 1829-10 qu'Andrew Lyne publia en 1991, à partir d'observations effectuées avec le radiotélescope de Jodrell Bank.

Double coup de théâtre en janvier 1992 : le même jour, Lyne rétracta sa découverte, un artefact lié à la non prise en compte de l'excentricité de l'orbite terrestre, alors qu'Alexander Wolszczan annonça deux planètes³ autour de PSR 1257+12 ! Cette fois, les observations de Wolszczan à Arecibo furent confirmées par Dale Frail au VLA (Wolszczan & Frail, 1992). De

2. Edward Emerson Barnard (1857–1923), astronome américain.

3. De période 67 j et de masse 3,4 M_⊕ pour la première, de période 90 j et de masse 2,8 M_⊕ pour la seconde.

plus, l'étude du système permit de mettre en évidence une résonance gravitationnelle 3:2 entre les deux planètes. L'existence de ces planètes semblait donc bien réelle.

Ces planètes ne peuvent pas soulever l'enthousiasme des foules. En effet, on imagine mal comment la vie puisse se développer sur un corps en orbite autour du résidu compact de l'explosion d'une étoile en supernova. Cependant, cette découverte a le mérite de montrer que des planètes peuvent se former dans un environnement fort différent de notre Système Solaire.

1.2.3 Les succès de la spectroscopie

Par effet Doppler-Fizeau, la lumière émise par une étoile en mouvement est décalée vers le bleu, resp. vers le rouge, si elle s'approche, resp. s'éloigne, de l'observateur. Cet effet est généralement trop faible pour être mesuré photométriquement à partir de la seule couleur de l'étoile, mais on sait très bien mesurer le décalage en longueur d'onde de raies spectrales par spectroscopie. On accède ainsi aux mouvements le long de la ligne de visée de l'observateur, c'est-à-dire perpendiculairement au plan du ciel. Le mouvement périodique de révolution d'une étoile autour du barycentre du système étoile-compagnon se traduit donc par un déplacement périodique des raies de son spectre. Ainsi en 1889, Edward Pickering mit en évidence par spectroscopie que Mizar A (ζ UMa A) est en fait une étoile double très serrée, baptisée « étoile double spectroscopique ».

Plus on suit de raies à la fois, et plus la mesure du déplacement ou plus exactement de la vitesse radiale, la vitesse projetée sur la ligne de visée, est précise. Cette idée, proposée par Peter Felgett en 1953, ne fut mise en œuvre qu'une quinzaine d'années plus tard par Roger Griffin (1967). La précision sur la mesure de vitesse passa ainsi de quelques kms^{-1} à quelques centaines de ms^{-1} . Si l'instrument de Griffin révolutionna le domaine, il n'était pas encore apte à la chasse aux planètes : c'est une vitesse d'amplitude 13 ms^{-1} seulement que Jupiter induit sur le Soleil !

Plusieurs équipes s'engagèrent à la suite de Griffin, notamment celle de Michel Mayor qui construisit avec André Baranne à l'observatoire de Haute-Provence plusieurs instruments dont CORAVEL en 1977 (Baranne et al., 1979), puis ELODIE en 1993 (Baranne et al., 1996). La précision d'ELODIE qui bénéficia de la révolution informatique atteignit les quelques ms^{-1} requis.

Finalement en 1995, leurs efforts furent couronnés de succès : Michel Mayor et son étudiant Didier Queloz annoncèrent la découverte d'une planète géante en orbite autour de 51 Pegasi, une étoile de type solaire. Cette planète surprit tout le monde car elle n'obéissait pas aux canons de la théorie en vigueur : un analogue de Jupiter « collé » à 0,05 UA de son étoile, baptisé pour cette raison « Jupiter chaud ». La découverte fut pourtant confirmée par une équipe américaine concurrente, celle de Marcy & Butler, qui s'empressa d'annoncer à son tour deux autres planètes, 47 UMa b (Butler & Marcy, 1996) et 70 Vir b (Marcy & Butler, 1996).

1.2.4 La confirmation photométrique

Malgré les découvertes qui s'enchaînaient à un rythme soutenu (environ 12 par an), il demeurait un doute sur la réalité de ces planètes. N'étaient-elles que des mirages provoqués par la pulsation de leur étoile, comme le pensa David Gray (1997) ? Le doute fut définitivement levé en 1999 lorsque Charbonneau et al. (2000), puis Henry et al. (2000), observèrent l'occultation

partielle de l'étoile HD 209458 par sa planète, un autre « Jupiter chaud ». Cette occultation, ou *transit*, permit de mesurer précisément le rayon de la planète et l'inclinaison de son orbite. Avec la connaissance de la courbe de vitesse radiale, la masse s'en déduit sans ambiguïté et donc la densité : il s'agissait d'une planète géante gazeuse de masse $0,63 M_J$, de rayon $1,27 R_J$ et de densité $0,38$ (Charbonneau et al., 2000). Cette confirmation fut précieuse car la méthode photométrique est indépendante et complémentaire de la méthode spectroscopique.

La méthode des transits peut aussi être utilisée pour découvrir de nouvelles planètes. La diminution d'éclat due au passage d'un Jupiter devant son étoile est de l'ordre de 1 %, une précision tout à fait accessible depuis le sol. De nombreux groupes de par le monde ont entrepris des campagnes d'observation. Le relevé OGLE est celui qui a connu le plus de succès à ce jour, bien que dans l'abondante moisson de candidats (plus d'une centaine), seulement deux ou trois semblent être des planètes (Konacki et al., 2003).

L'avenir de cette technique consiste certainement à s'affranchir de l'influence perturbatrice de l'atmosphère terrestre en allant dans l'espace. Dans la deuxième partie de ce manuscrit, je traiterai en détails de la mission spatiale COROT dont l'un des deux objectifs est précisément la détection d'exoplanètes par photométrie à très haute précision.

1.3 Objectif Terres !

À l'heure actuelle (été 2003), 116 planètes appartenant à 101 systèmes ont été découvertes par vélocimétrie radiale (Schneider, 2003). Ce sont toutes des planètes géantes dont les plus légères ont des masses comparables à celle de Saturne. Dans le chapitre suivant, je ferai le point sur ces découvertes et sur les connaissances actuelles en matière de distributions statistiques liées aux exoplanètes géantes.

À plus long terme, l'objectif ambitieux que beaucoup poursuivent est la détection de planètes de type terrestre avec l'espoir d'y mettre en évidence des signes de vie. Au-delà du défi instrumental, cela pose de nombreuses questions dont celle de la définition de la *vie*. Une science en émergence, baptisée *exobiologie* ou *bioastronomie*, tente d'apporter des réponses en fédérant les efforts de biologistes, chimistes, géophysiciens et astronomes. L'exploration des coins reculés de notre planète, comme les fosses océaniques, fournit des renseignements précieux quant aux conditions extrêmes dans lesquelles la vie parvient à se développer ou à s'adapter. Dans notre Système Solaire, la bioastronomie s'intéresse par exemple à la chimie complexe à l'œuvre dans l'atmosphère de Titan, au carottage de la subsurface de Mars ou à la mise en évidence d'un océan sous la surface gelée d'Europe.

L'exploration *in situ* à l'aide de sondes automatiques ne pouvant être envisagée pour les exoplanètes, y compris les plus proches⁴, il faut bien se reposer sur critères de détection à distance. Comme il est difficile de chercher ce que l'on ne connaît pas, les critères proposés jusqu'à présent se fondent sur les propriétés de la vie proche telle que nous la connaissons. Ainsi, la mission européenne Darwin cherchera-t-elle en 2015–2020 les signatures spectroscopiques de la vapeur d'eau, du gaz carbonique et de l'ozone (traceur de l'oxygène) dans l'infrarouge moyen autour de $10 \mu\text{m}$.

4. Les plus proches confirmées, Gliese 876 b et c, se trouvent en effet à 15 al de la Terre.

1.4 Établir le contact ?

Le problème de l'existence des civilisations extra-terrestres fut formalisé au début des années 60 par Frank Drake qui fut à l'origine du premier programme d'écoute radio visant à capter des signaux intelligents en provenance de l'espace (Drake, 1961). Drake proposa que le nombre N de civilisations intelligentes de la Galaxie pût s'exprimer comme le produit de facteurs

$$N = \tau_{\star} \times f_{\text{pl}} \times n_{\text{hab}} \times f_{\text{vie}} \times f_{\text{int}} \times f_{\text{com}} \times d, \quad (1.1)$$

où τ_{\star} est le taux de formation d'étoiles dans la Galaxie, f_{pl} la fraction d'étoiles possédant des planètes, n_{hab} le nombre de planètes habitables par étoile, f_{vie} la fraction de planètes habitées, f_{int} la fraction de formes de vie intelligente dont une fraction f_{com} émet des signaux pendant une durée d .

Notre connaissance de chacun de ces facteurs est bien sûr très inégale. Si le taux de formation d'étoiles dans la Galaxie est relativement bien connu et que l'on commence à avoir des idées sur la proportion d'étoiles possédant un cortège planétaire (voir le chapitre suivant), le nombre de planètes habitables est très incertain et l'évaluation des facteurs restants relève d'un pari personnel. C'est pourquoi « l'équation » de Drake est plus utilisée pour amorcer une discussion sur le sujet que pour calculer N de manière réaliste.

L'examen de (1.1) suggère deux approches :

- directe : on fait l'hypothèse que $N \gg 1$ et on lance un programme d'écoute. C'est le choix des participants aux programmes de type SETI (Search for Extra Terrestrial Intelligence) ;
- progressive : on ne se prononce pas *a priori* et cherche à déterminer successivement chacun des termes de l'équation.

Bien que la première approche ait son intérêt (la possibilité d'avoir une réponse à la question posée d'ici quelques décennies s'il existe des civilisations émettrices), l'astrophysicien lui préfère en général la seconde qui permet d'approfondir notre connaissance de l'Univers à différents niveaux. Ainsi ce manuscrit est-il consacré à nos connaissances sur les planètes extrasolaires et à différentes techniques permettant de les améliorer.

2

Les exoplanètes géantes

L'objectif de ce chapitre est de faire un bilan rapide des connaissances sur les exoplanètes géantes. Après avoir réfléchi à la manière de définir une planète, je passerai en revue les principaux résultats issus de la vélocimétrie radiale. En particulier, la connaissance des distributions statistiques associées à la masse et à la période sera utiles dans la deuxième partie de ce manuscrit. Enfin, je consacrerai une section à la présentation des modèles d'atmosphère de Pégasides qui constitueront nos cibles privilégiées dans la dernière partie.

2.1 Qu'est-ce qu'une planète ?

C'est principalement la masse (dans une moindre mesure la composition chimique) qui gouverne la physique et la luminosité d'un objet isolé : celui-ci est d'autant plus chaud qu'il est massif, et d'autant plus lumineux qu'il est chaud. Lorsque la masse est supérieure à $80 M_J$ ($0,08 M_\odot$), la température au cœur est assez haute pour que se produise en son sein la fusion de l'hydrogène en hélium : on a alors affaire à une *étoile*. Les objets dont la masse est comprises entre 13 et $80 M_J$ ne sont capables que de la fusion du deutérium ; on les appelle *naines brunes*. C'est en dessous de $13 M_J$ qu'on trouve les *planètes*. L'incapacité à fusionner le deutérium peut donc leur servir de définition (Oppenheimer et al., 2000). La taille n'est pas un bon critère car le rayon d'une naine brune n'est pas très différent de celui d'une planète géante comme Jupiter. Ces objets sont tous les deux équilibrés par la pression de dégénérescence quantique, et non par la pression du gaz parfait comme dans les étoiles. Lorsque leur masse augmente, ils ont tendance à se contracter ($R \propto M^{-1/3}$), contrairement aux étoiles faiblement massives de la série principale⁵ dont le rayon est approximativement proportionnel à la masse ($R \propto M$).

Une définition alternative repose sur le processus de formation des planètes. Le scénario standard (Pollack et al., 1996) prévoit que des grains de glace et de poussière commencent par s'agglomérer au sein du disque entourant la proto-étoile. Dans la région externe du disque, là où la température est la plus basse, les grains de glace peuvent se condenser et former par collisions successives des objets de plus en plus gros, appelés *planétésimaux*. Leur croissance s'effectue en quelques millions d'années jusqu'à ce que leur masse atteigne environ $10 M_\oplus$. À ce stade, ils sont suffisamment massifs pour accréter le gaz contenu dans le disque. Ce phénomène, très rapide, conduit à la formation des planètes géantes comme Jupiter. Plus tard, dans la partie

5. On dit aussi « de la séquence principale ».

intérieure du disque, là où la température est trop haute pour que les espèces volatiles puissent se condenser, des grains de silicates donnent naissance aux planètes telluriques comme la Terre.

En résumé, une planète se formerait par accréation de planétésimaux dans le disque protostellaire. Toutefois, ce scénario est remis en question par les travaux récents de Boss (2002) qui privilégie une formation par instabilité gravitationnelle comme pour les étoiles. En raison de ce désaccord et du fait que l'observation d'une planète ne renseigne pas clairement sur son mode de formation, il est plus aisé d'établir une classification, certes un peu arbitraire, à partir de la limite de fusion du deutérium.

2.2 Panorama des découvertes

C'est la vélocimétrie radiale qui a fourni l'essentiel des planètes extrasolaires connues à ce jour. Dans le chapitre suivant, je reviendrai en détails sur cette technique. Pour le moment, il suffit au lecteur de savoir qu'elle permet de mesurer trois grandeurs physiques importantes : la période orbitale T (ou de manière équivalente le demi-grand axe de l'orbite a), l'excentricité e et une valeur minimale de la masse de la planète $m_2 = M_2 \sin i$. La masse réelle M_2 ne peut s'en déduire que si l'inclinaison i du plan de l'orbite sur le ciel est connue. Il se trouve que pour des raisons statistiques, cette incertitude n'est pas trop lourde de conséquences (§3.4.2).

Les différents relevés en cours ont pour cibles environ 2000 étoiles naines de la série principale ayant des types spectraux F, G, K et M. À l'exception des étoiles M, cela représente la plupart des étoiles de magnitude $V \leq 8$ à moins de 50 pc du Soleil. Après une dizaine d'années de mesure, il semble qu'environ 10 % de ces étoiles possèdent des planètes dans l'intervalle 0,05–5 UA. La majorité des planètes trouvées ont des masses $m_2 \leq 2 M_J$ et des excentricités élevées (Marcy et al., 2003; Santos et al., 2002).

Il y a plusieurs raisons de croire qu'il reste nombre de planètes à découvrir. Dans 50 % des systèmes connus, une dérive de la vitesse radiale suggèrent la présence de planètes supplémentaires à longue période. Ce genre de dérive s'observe également dans environ 10 % des étoiles autour desquelles il n'y a pas encore eu de détection. Enfin, environ 80 % des étoiles à moins de 50 pc sont des étoiles de type M qui ne sont mesurables à une précision de 3 ms^{-1} qu'avec les télescopes de la classe des 10 m. Le télescope Keck n'a par exemple entrepris cette recherche que depuis 3 ans.

2.3 Distributions statistiques

L'étude des distributions statistiques associées à la masse, à la période et à l'excentricité fournit des renseignements essentiels pour l'étude de la dynamique et des processus de formation des systèmes exoplanétaires.

2.3.1 Histogramme des masses

On observe une forte augmentation du nombre de planètes vers les petites masses (Fig. 2.1). Cet excès de petites planètes pourrait même être plus accentué du fait de leur faible détectabilité par vélocimétrie radiale. Jorissen et al. (2001) ont montré comment obtenir l'histogramme des

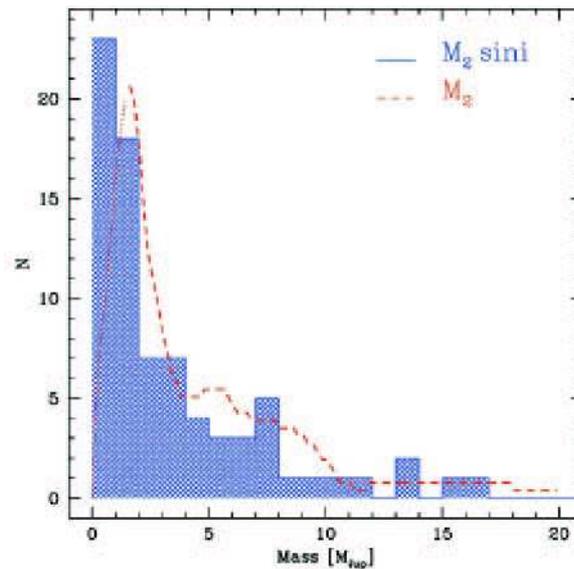


Fig. 2.1 – L’histogramme représente la distribution observée des masses minimale. La courbe en trait discontinu représente la distribution en masse réelle après correction du biais statistique dû à l’inclinaison. Figure extraite de Santos et al. (2002).

vraies masses M_2 à partir de l’histogramme en m_2 . L’histogramme corrigé ne diffère pas significativement de l’histogramme initial (Fig. 2.1). Dans leur majorité, les planètes connues ont donc des masses inférieures à $10 M_J$ avec une queue de distribution qui s’étend jusqu’à $20 M_J$. Au-delà, tout l’intervalle jusqu’à $50 M_J$ est si peu peuplé qu’il est habituellement désigné sous le nom de *désert des naines brunes*. En raison de la valeur élevée des masses, ce « désert » ne peut être dû à un biais instrumental. On pense donc plutôt qu’il représente une frontière entre deux populations aux modes de formation distincts (croissance dans un disque d’accrétion ou effondrement gravitationnel d’un nuage de gaz). La valeur de $10 M_J$ pourrait donc servir de masse limite pour les planètes en accord approximatif avec la limite dictée par la fusion du deutérium (§2.1).

2.3.2 Histogramme des demi-grands axes

Cet histogramme trahit une accumulation de planètes à courte distance, $0,1$ UA ou moins, et un relatif dépeuplement autour de $0,3$ UA (Fig. 2.2). Au delà, le nombre de planètes semble augmenter régulièrement jusqu’à 3 UA, une distance à partir de laquelle l’échantillon devient très incomplet en raison de la trop courte durée d’activité des relevés actuels.

La présence de planètes géantes à courte distance est pour le moins suprenante. Dans le cadre du scénario standard que j’ai évoqué plus haut (§2.1), ces planètes ne peuvent se former à cet endroit : la condensation des glaces est impossible et il n’y a pas assez de matériaux pour constituer des planètes géantes. L’explication qui s’impose aujourd’hui invoque l’existence d’un processus de *migration* de l’extérieur vers l’intérieur du système par interaction avec le disque ou avec d’autres planètes (Trilling et al., 1998, par ex.). Cette théorie souffre cependant d’un défaut majeur : elle prévoit une très rapide migration que rien n’empêche jusqu’à l’engloutis-

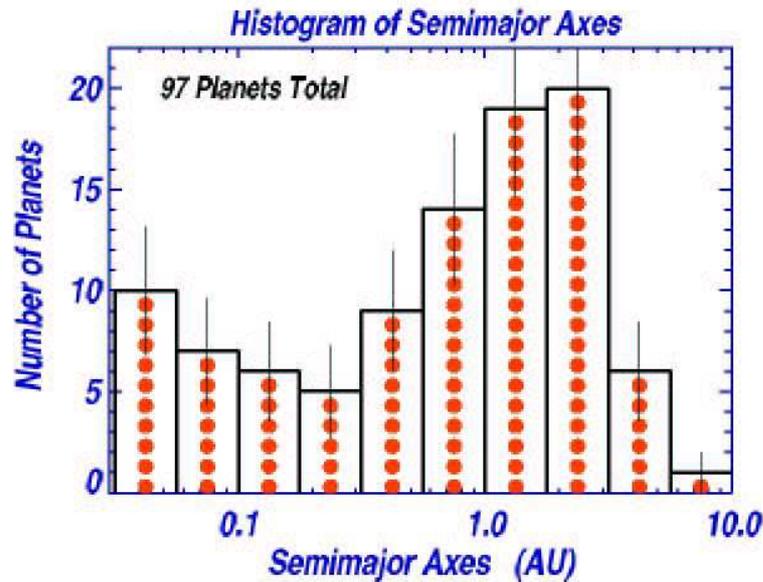


Fig. 2.2 – Histogramme des demi-grands axes (Marcy et al., 2003).

sement de la planète dans l'étoile ! Des mécanismes ont été proposés pour expliquer l'arrêt de cette migration à proximité de l'étoile (Kuchner & Lecar, 2002, par ex.), mais il reste aussi à comprendre pourquoi les planètes à longue période comme Jupiter n'ont pas migré...

D'après l'étude statistique de Zucker et Mazeh (2002), masse et période ne sont pas des grandeurs indépendantes : on constate que les planètes massives ($m_2 \geq 2 M_J$) sont en déficit relatif à courte période ($T \leq 40$ j) et en excès relatif à longue période. Cette corrélation pourrait indiquer que plus une planète est massive et moins elle migre rapidement.

2.3.3 Étude de l'excentricité

Au contraire de ce que prévoient les scénarii de formation des planètes dans un disque (dont l'issue est fortement conditionnée par ce qu'on sait du Système Solaire), beaucoup d'orbites observées sont très excentriques. Le diagramme de l'excentricité en fonction du demi-grand axe (Fig. 2.3) montre une grande dispersion et il n'apparaît pas de différence notable vis-à-vis de la distribution associée aux étoiles. Comment expliquer dans ce cas que leur mode de formation soit différent ? La réponse pourrait provenir de mécanismes d'interaction avec le disque ou avec d'autres planètes qui accentueraient l'excentricité au cours du temps (Goldreich & Sari, 2003; Chiang et al., 2002).

Portons de nouveau notre attention sur la population à courte distance dont on remarque que l'excentricité est nulle. Ce phénomène s'explique très bien par l'existence de forces de marées qui, par dissipation d'énergie, finissent par rendre les orbites circulaires et les rotations synchrones avec les révolutions⁶.

6. C'est le cas du système Terre-Lune par exemple

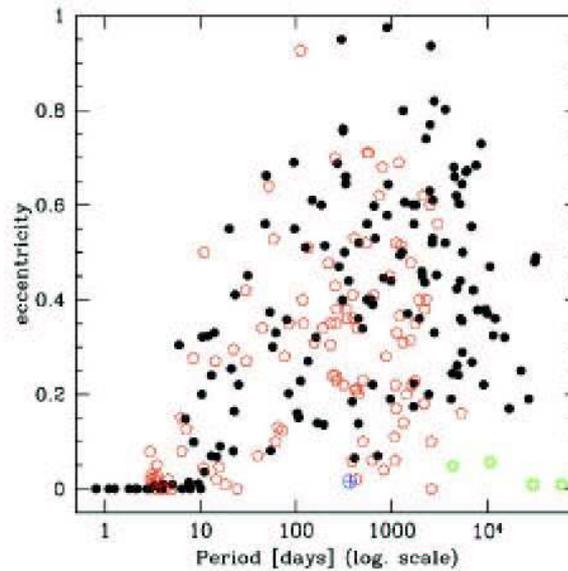


Fig. 2.3 – Diagramme excentricité-distance orbitale (Santos et al., 2002). Les exoplanètes sont représentées par des pentagones (\square), les étoiles binaires par des disques pleins (\bullet), les planètes géantes du Système Solaire par des étoiles (\odot) et la Terre par son symbole habituel (\oplus).

2.3.4 Influence de la métallicité

Qu'en est-il des propriétés des étoiles à planètes ou « étoiles-mères » ? Relativement aux autres étoiles, elles semblent plus riches en éléments lourds (Fig. 2.4). Il est possible que la proportion élevée de ces éléments favorise la formation de planétésimaux. Pourtant, on observe quelques étoiles-mères (tel HD 6434) dont la métallicité est très faible. L'apparente richesse en métaux pourrait alors être due à la migration incontrôlée évoquée au §2.3.2 : la photosphère de l'étoile-mère est enrichie par les matériaux constitutifs de la planète engloutie (Israelian et al., 2001).

2.4 La famille des Pégasides

Dans la perspective de la troisième partie de ce manuscrit, il est important de faire le point sur les propriétés physiques et spectrales des planètes géantes du type de 51 Peg b. Sudarsky et al. (2003) ont établi une classification des planètes géantes en cinq catégories fondée sur la température effective. Les planètes de type I, dans la gamme de température de Jupiter, sont les plus froides, tandis que celles de type V, dans la gamme de température de 51 Peg b, sont les plus chaudes.

Le type V bénéficie depuis quelques années d'une attention particulière de la part des théoriciens. Ces derniers cherchent à reproduire les paramètres macroscopiques issus des observations, en particulier la masse et le rayon pour un âge donné. Les observateurs sont intéressés par leurs prédictions sur la luminosité, l'albédo et plus généralement le spectre de ces objets. En outre, ils attendent des théoriciens des indications sur les observations permettant de faire une discrimination entre les différents modèles, comme par exemple la recherche de telle ou telle

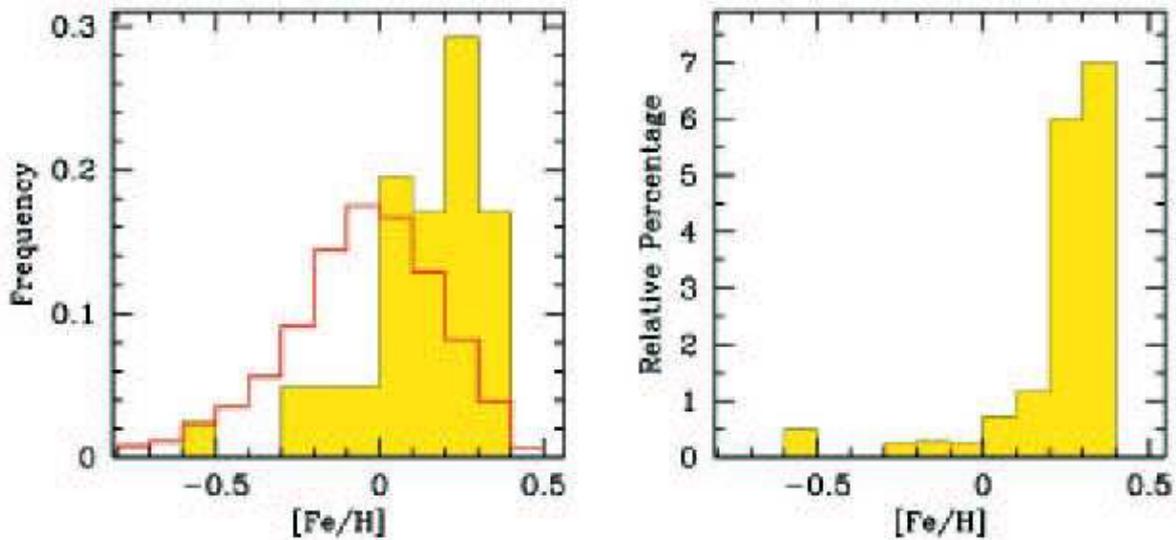


FIG. 2.4 – Influence de la métallicité $[Fe/H]$ d'après Santos et al. (2002). À gauche : distribution des étoiles avec planètes (histogramme plein) et sans planète (histogramme creux). À droite : répartition des étoiles à planètes en fonction de la métallicité.

signature spectrale.

2.4.1 Propriétés générales

Suivant en cela Tristan Guillot de l'observatoire de la Côte-d'Azur, j'utiliserai le terme de *Pégaside*⁷ de préférence à « Jupiter chaud » pour désigner les planètes géantes sur des orbites circulaires à moins de 0,1 UA de leur étoile (Table 2.1). Bien qu'on calcule pour 51 Peg b une température effective de 1250 K, dix fois plus élevée que celle de Jupiter, Guillot et al. (1996) ont montré que son intégrité n'est pas menacée par l'évaporation de Jeans⁸ ou par les pertes par la photodissociation due au rayonnement ultraviolet lointain. En outre, il n'y a pas à craindre de transfert de masse vers l'étoile car l'atmosphère de cette planète est bien en-deçà de son lobe de Roche. Par conséquent, les Pégasides ne seraient pas des objets éphémères. Il faut cependant tempérer cette affirmation par les observations récentes de Vidal-Madjar et al. (2003) qui tendent à montrer que l'hydrogène de l'atmosphère de HD 209458 b s'échapperait en formant une sorte de « queue cométaire ».

Dans le cas de 51 Peg b, on prévoit que rotation et révolution soient synchrones du fait d'une durée de synchronisation ($\approx 2 \cdot 10^6$ ans) bien inférieure à l'âge de l'étoile ($\approx 10^{10}$ ans). En conséquence, une importante différence de température entre l'hémisphère jour et l'hémisphère nuit (300 K ou plus) doit être à l'origine de violents vents zonaux et méridionaux (1 kms^{-1} ou plus) participant à une redistribution globale de l'énergie (Showman & Guillot, 2002).

7. La tradition astronomique désigne en effet souvent les objets d'après le 1^{er} représentant découvert pour leur type. Un exemple bien connu est celui des Céphéides.

8. Au sommet de l'atmosphère, les molécules dont la vitesse appartient à l'extrémité haute de la distribution de Maxwell s'échappent dans l'espace.

Nom	m_2 (M_J)	a (UA)	T (j)	e
OGLE-TR-56 b	0.9*	0.023	1.2	-
HD 73256 b	1.85	0.037	2.55	0.04
HD 83443 b	0.41	0.040	2.99	0.08
HD 46375 b	0.25	0.041	3.02	0.04
HD 179949 b	0.84	0.045	3.09	0.05
HD 187123 b	0.52	0.042	3.10	0.03
τ Boo b	3.87	0.046	3.31	0.02
BD $-10^\circ 3166$ b	0.48	0.046	3.49	0
HD 75289 b	0.42	0.046	3.51	0.05
HD 209458 b	0.69*	0.045	3.52	0.0
HD 76700 b	0.20	0.049	3.97	0.0
51 Peg b	0.46	0.051	4.23	0.01
ν And b	0.69	0.059	4.62	0.01
HD 49674 b	0.12	0.057	4.95	0.
HD 68988 b	1.90	0.071	6.28	0.14
HD 168746 b	0.23	0.065	6.40	0.08
HD 217107 b	1.28	0.070	7.11	0.14
HD 130322 b	1.08	0.088	10.7	0.05

T . 2.1 – Liste des Pégasides triées par période croissante d’après Schneider (2003). La masse m_2 désigne soit la valeur minimale obtenue par vélocimétrie radiale, soit la valeur vraie (*) pour les planètes dont l’inclinaison est connue par la méthode des transits.

La Pégaside la mieux connue est incontestablement HD 209458 b dont les transits ont été observés depuis le sol (Charbonneau et al., 2000; Henry et al., 2000) et avec le télescope spatial (Brown et al., 2001). En comparaison de Jupiter, elle possède un plus grand rayon malgré une masse plus faible : $R = 1,42 R_J$ pour $M = 0,69 M_J$ (Cody & Sasselov, 2002). Ce phénomène n’est pas le résultat d’une dilatation thermique due au fort rayonnement issu de l’étoile, mais plutôt l’effet du ralentissement par ce rayonnement de la contraction naturelle du cœur convectif de la planète. Cette explication implique que la phase de migration ait été assez rapide (Burrows et al., 2000).

2.4.2 Modèles d’atmosphère et spectres

D’après Guillot et al. (1996), deux phases se succèdent dans l’évolution d’une planète entièrement convective : (i) une contraction rapide caractérisée par une augmentation de la température effective, suivie de (ii) un refroidissement lent accompagné d’une baisse de cette température. Aux orbites très courtes, la forte insolation réduit le gradient thermique entre les couches externes et internes, provoquant le développement d’une zone externe radiative. Le profil thermique d’une Pégaside est donc très différent de celui d’une planète jovienne (à 5 UA ou plus). Par exemple, les modèles de Goukenleuque et al. (2000) se distinguent par l’absence d’inversion du gradient thermique. En outre, ce chauffage par rayonnement ralentit la contraction gravitationnelle naturelle de la planète en maintenant son entropie interne élevée. Ainsi, le rayon d’une

Pégaside est plus grand que celui d'une planète isolée du même âge et de la même masse.

Toutefois, les modèles existants peinent à reproduire le grand rayon observé pour HD 209458 b. Il faut invoquer une source d'énergie supplémentaire. La prise en compte des forces de marée (circularisation et synchronisation de l'orbite) n'offrent pas une solution satisfaisante du fait qu'elles n'affectent pas l'évolution durablement. Showman et Guillot (2002) ont proposé qu'une faible fraction du flux stellaire ($\approx 1\%$), convertie en énergie cinétique, soit transportée par la circulation atmosphérique vers les couches internes pour y être transformée en énergie thermique.

En première approximation, le spectre d'une Pégaside est dominé dans sa partie infrarouge par une émission de corps noir, et dans sa partie visible par le flux stellaire réfléchi. Pour cette raison, la température effective ne fournit pas une bonne indication du flux bolométrique. Sur ce spectre se superposent les raies d'absorption des espèces atomiques et moléculaires dont l'effet est très important. Citons en particulier les raies des métaux alcalins (sodium et potassium) dont les très larges ailes font chuter l'albédo dans la partie visible du spectre. Dans le domaine infrarouge, on trouve en particulier des bandes du monoxyde de carbone (CO), la forme dominante de carbone à haute température, et de l'eau (H_2O), la troisième espèce la plus abondante après le dihydrogène (H_2) et l'hélium (He). À plus basse température, des raies du méthane (CH_4) font leur apparition (Fig. 2.5).

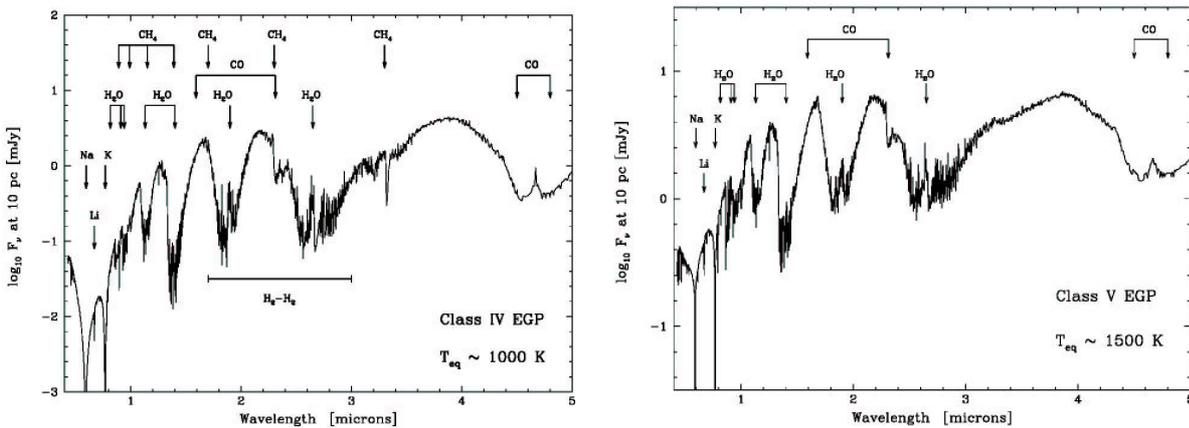


Fig. 2.5 – À gauche : spectre d'une exoplanète géante de classe IV. On note que le spectre visible est dominé par les raies du sodium ($0,59\ \mu\text{m}$) et du potassium ($0,77\ \mu\text{m}$). Dans l'infrarouge, l'absorption due à CO est très intense à $2,3\ \mu\text{m}$ et dans la bande $4,4\text{--}5,0\ \mu\text{m}$, tandis que la raie ν_3 du méthane apparaît à $3,3\ \mu\text{m}$. En outre, l'absorption induite par les collisions de H_2 affecte le proche infrarouge. À droite : spectre d'une exoplanète géante de classe V. À cette température, tout le carbone se trouve sous forme de CO, et des nuages réfléchissants de silicates et de fer à haute altitude augmentent significativement l'albédo (Sudarsky et al., 2003).

Les nuages de poussière, formés de particules de silicates et de fer, constituent aussi un ingrédient incontournable de ces modèles. La composition chimique et l'altitude de ces nuages déterminent (i) la profondeur de pénétration du rayonnement dans l'atmosphère, et donc l'effet de ce rayonnement sur l'intérieur de la planète (Baraffe et al., 2003) ; (ii) l'albédo dont la valeur varie par exemple de 0,15 à 0,42 dans le modèle de Goukenleuque et al. (2000).

Au vu du travail théorique présenté dans cette section, on retiendra qu'au-delà de la mesure

des paramètres macroscopiques des Pégasides, c'est la mise en évidence d'espèces chimiques qui permettrait de réellement tester les modèles. Cette recherche est en cours et a déjà donné un résultat spectaculaire avec la détection du doublet du sodium (Charbonneau et al., 2002) et de la raie Lyman α (Vidal-Madjar et al., 2003) dans l'atmosphère de HD 209458 b.

Dans l'infrarouge, on voit qu'il suffit en théorie d'une résolution spectrale $R \sim 10$ pour mettre en évidence la large bande de CO (observation en bande M atmosphérique), et de $R \sim 100$ pour détecter la raie du méthane à $3,3 \mu\text{m}$ (observation en bande L atmosphérique). En pratique, malheureusement, la planète n'est pas angulairement séparée de son étoile par un télescope monolithique, même de la classe des 10 m. Le défi consiste alors à isoler le spectre de la planète dans le spectre total dominé par l'étoile, sachant que le *contraste*, c'est-à-dire le rapport de flux F_{\star}/F_p , est de l'ordre de 10^4 (Fig. 2.6). Cette recherche est facilitée par la connaissance de la courbe de la vitesse radiale de l'étoile qui permet de soustraire le spectre de l'étoile corrigé du décalage Doppler-Fizeau (Cameron et al., 1999). Jusqu'à présent, cette méthode n'a pas fourni de résultats concluants.

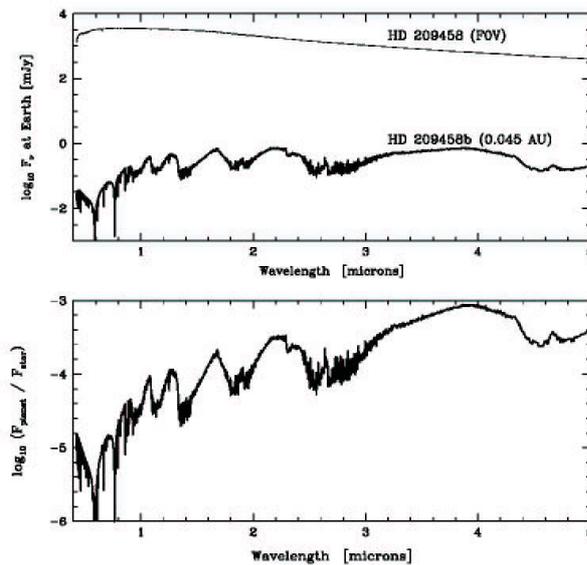


Fig. 2.6 – En haut : spectres calculés de HD 209458 a et b. En bas : contraste entre la planète et l'étoile moyenné sur la phase (Sudarsky et al., 2003).

À défaut, la mesure du contraste dans différentes bandes photométriques fournirait une avancée extrêmement significative. Dans le chapitre 10, je proposerai et étudierai une méthode de détection directe utilisant l'interférométrie à très longue base dans l'infrarouge. Comme le contraste, obtenu par division du spectre de la planète par celui de l'étoile varie avec la longueur d'onde (Fig. 2.6), certaines bandes photométriques sont préférables à d'autres pour des observations en bande large. Par exemple, la bande L ($3,2\text{--}3,8 \mu\text{m}$) semble bien indiquée. Le contraste varie également avec la *phase orbitale* de la planète. D'après des calculs récents de France Allard (CRAL), le contraste dans certaines bandes pourrait atteindre 10^{-3} à certaines phases. C'est donc maintenant aux observateurs de jouer...

3

Des compagnons planétaires aux compagnons stellaires : les systèmes doubles

3.1 Introduction

L'étude de planètes extrasolaires est un objectif ambitieux parce que leurs faibles masses et luminosités les placent à la limite des capacités instrumentales actuelles. Cependant, dans la classe des compagnons des étoiles, il existe une gradation de cibles de difficulté croissante sur lesquelles on peut tester instruments et techniques observationnelles : planètes telluriques, planètes géantes, naines brunes et étoiles naines de masse croissante. Le couple étoile-compagnon forme un système à deux corps, ou système double, qui peut s'étudier en toute généralité. C'est ce que je vais faire dans ce chapitre. Je traiterai le cas des étoiles doubles dont l'étude a historiquement permis de dégager tous les concepts qui m'intéresseront par la suite.

De quoi parle-t-on exactement ? On appelle *étoile double* ou *binnaire* un couple d'étoiles en interaction gravitationnelle. On ne considère pas ici les étoiles doubles visuelles pour lesquelles la proximité entre les composantes n'est qu'apparente et résulte d'un effet de projection sur le ciel. La composante la plus lumineuse (et généralement la plus massive) du couple est désignée sous le nom de *primaire*, et la moins lumineuse sous le nom de *secondaire*. La distance qui les sépare, et par conséquent la période de révolution du système, peut varier considérablement : de moins d'un jour à des milliers d'années. Lorsque la séparation est comparable aux rayons stellaires, les forces de marée déforment les étoiles qui peuvent échanger de la matière via leurs lobes de Roche, une éventualité dont je ne me préoccuperai pas ici. Lorsque la distance est très grande, la force gravitationnelle est faible et le système est peu lié. Il ne ressemble plus alors à un couple étoile-planète et ne rentre pas dans le cadre de cette étude. Pour fixer les idées, Jupiter orbite à 5,2 UA en 12 ans environ, et Neptune, la dernière planète géante, à 30 UA en 165 ans environ. Les systèmes à plus courte période présentent le grand avantage de pouvoir être étudiés en un temps réduit.

3.2 Intérêt astrophysique

Les étoiles binaires méritent notre attention ne serait-ce que parce que 40 à 60 % des étoiles appartiennent à des systèmes doubles ou multiples (Cox, 2000). Elles présentent un intérêt supplémentaire fort car elles constituent la seule population d'étoiles dont on peut mesurer la masse : il n'existe aucun moyen de mesurer directement la masse d'un objet isolé, au mieux peut-on l'estimer à partir de sa luminosité à condition de faire confiance à un modèle. Comme on le verra plus loin, l'application de la troisième loi de Kepler à un système double permet de relier les masses à la séparation et à la période. Dans le cas des binaires à éclipses (§3.5), le plan de l'orbite est orienté par rapport à l'observateur de telle sorte que les étoiles s'occultent partiellement au cours de leur révolution. On peut alors mesurer le rayon de chaque étoile. Avec le rayon et la masse, ainsi que la température et la composition chimique obtenues par spectroscopie, tous les ingrédients sont réunis pour contraindre efficacement les modèles stellaires. Si on fait l'hypothèse supplémentaire (raisonnable) que les deux composantes se sont formées à la même époque, elles ont donc le même âge. Dans le cas où les masses des deux étoiles diffèrent significativement, elles évoluent à des vitesses différentes, par exemple l'une quittera la série principale avant l'autre, ce qui fournit un test intéressant pour les modèles d'évolution stellaire.

3.3 Description dynamique

3.3.1 Mouvement du compagnon dans le plan orbital

Soit $\mathcal{R}_\star = (P, x_\star, y_\star, z_\star)$ le repère cartésien centré sur la primaire, notée P. En accord avec les lois de Kepler, la trajectoire de la secondaire S autour de P dans \mathcal{R}_\star est donnée par les équations (Landau & Lifchitz, 1988, chap. III, §15)

$$x_\star(\xi) = a(\cos \xi - e) \quad (3.1)$$

$$y_\star(\xi) = a\sqrt{1-e^2} \sin \xi \quad (3.2)$$

$$2\pi(t(\xi) - T_0) = T(\xi - e \sin \xi) \quad (3.3)$$

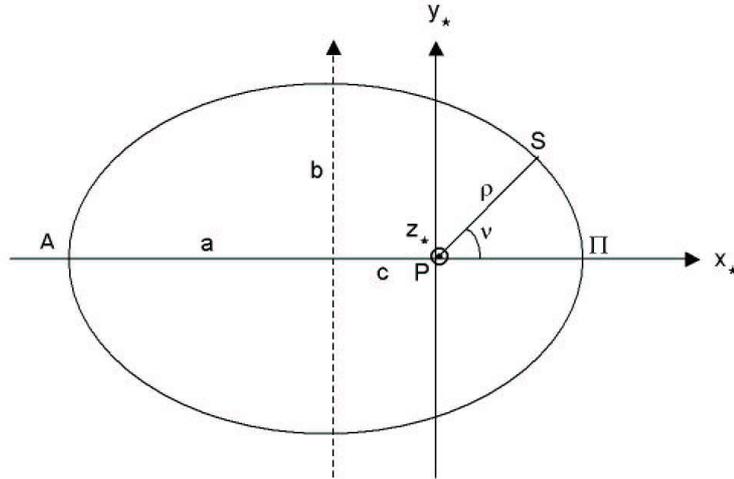
où a est le demi-grand axe de l'ellipse, e son excentricité, T la période de révolution et T_0 la date de passage au périastre (voir plus bas). Le paramètre de description de l'orbite ξ est appelé *anomalie excentrique*. Pour $\xi \in [0, 2\pi]$, une orbite complète est parcourue en un temps T . La dernière équation peut se réécrire alternativement

$$2\pi \Phi(\xi) = \xi - e \sin \xi, \quad (3.4)$$

où $\Phi \in [0, 1]$ est la *phase orbitale* du compagnon définie par

$$\Phi \stackrel{\text{déf.}}{=} \begin{cases} (t - T_0)/T \bmod 1, & t \geq T_0 \\ [(t - T_0)/T \bmod 1] + 1, & t < T_0. \end{cases} \quad (3.5)$$

Les points remarquables de l'orbite sont le *périastre* Π et l'*apoastre* A qui sont respectivement le point le plus proche et le plus éloigné de la primaire. La droite (A Π) s'appelle la *ligne des apsides*.



F . 3.1 – Ellipse képlérienne et grandeurs associées.

On retrouve l'équation de l'ellipse en coordonnées cartésiennes en éliminant ξ , ce qui donne

$$\frac{(x_* + c)^2}{a^2} + \frac{y_*^2}{b^2} = 1, \quad (3.6)$$

avec $c = ae$ et $b = a\sqrt{1 - e^2}$. Il s'agit bien d'une ellipse de demi-grand axe a , de demi-petit axe b et dont les foyers sont à une distance c du centre (Fig. 3.1). Alternativement, on peut décrire l'orbite en coordonnées polaires qui seront beaucoup utilisées par la suite. En conservant l'origine en P, le point S a pour coordonnées (ρ_*, ν_*) où ν_* est appelé *anomalie vraie*. L'équation de l'ellipse s'écrit sous forme paramétrique,

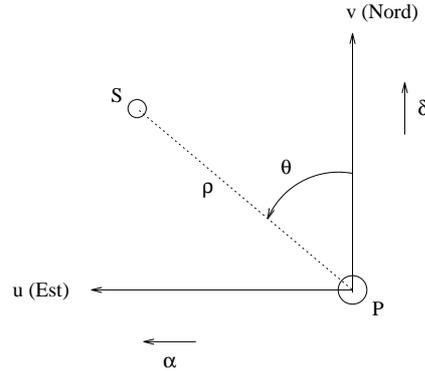
$$\begin{cases} \rho_* = a(1 - e \cos \xi) \\ \nu_* = \arctan \left[\frac{\cos \xi - e}{\sqrt{1 - e^2} \sin \xi} \right], \end{cases} \quad (3.7)$$

soit en éliminant ξ ,

$$\rho_*(\nu_*) = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \nu_*}. \quad (3.8)$$

3.3.2 Mouvement du compagnon dans le plan du ciel

L'observateur terrestre ne voit pas l'orbite telle que je viens de la décrire : il en voit la projection sur le ciel, ce qui complique les choses. On assimile localement la sphère céleste à son plan tangent appelé *plan du ciel*. Dans ce « monde en deux dimensions », la position de la secondaire est usuellement repérée par un jeu de coordonnées polaires (ρ, θ) d'origine P. Dans ce qui suit, je commencerai donc par expliciter le repère associé (le repère « (u, ν) »), puis je résoudre le problème consistant à déduire l'orbite vraie de l'orbite apparente, et réciproquement. Ainsi, le formalisme permettant de calculer les paramètres physiques du système à partir des observations sera établi.



F . 3.2 – Définition du repère (u, v) dans le plan du ciel, ainsi que des coordonnées de la secondaire S vis-à-vis de la primaire P : les coordonnées (α, δ) sont l'ascension droite et la déclinaison, tandis que les coordonnées (ρ, θ) sont la séparation angulaire et l'angle de position.

Définition des coordonnées (u, v, w)

Soit $\mathcal{R}_{uv} = (P, u, v, w)$ le repère centré sur P pour lequel le plan (P, u, v) est le plan du ciel, et la direction (P, w) correspond à la ligne de visée de l'observateur. En résumé,

1. L'axe u a une direction Est-Ouest et est orienté suivant les ascensions droites (α) croissantes, c'est-à-dire vers l'Est ;
2. L'axe v a une direction Nord-Sud et est orienté suivant les déclinaisons (δ) croissantes, c'est-à-dire vers le Nord ;
3. L'axe w , imposé par la contrainte du repère direct, a pour direction la ligne de visée de la primaire et est orienté de l'observateur vers le ciel.

Pour ce qui est des coordonnées polaires de S , on précise que

1. ρ est appelé *séparation angulaire* et s'exprime en seconde d'angle (") ou en milliseconde d'angle (mas) suivant les cas. La séparation linéaire (en UA) s'en déduit pourvu que la distance ou la *parallaxe*⁹ ϖ du système soit connue : $\rho(\text{mas}) = \varpi(\text{mas}) \times \rho(\text{UA})$;
2. θ est appelé *angle de position* et s'exprime en degrés, comptés depuis l'axe v (Nord) dans le sens direct.

Et s'il est nécessaire de passer en coordonnées cartésiennes,

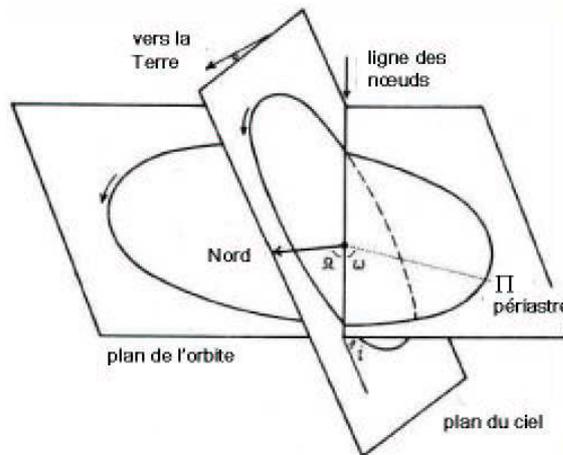
$$\begin{cases} \mathbf{PS} = \Delta\alpha \mathbf{u} + \Delta\delta \mathbf{v} \\ \Delta\alpha = \rho \sin \theta \\ \Delta\delta = \rho \cos \theta \end{cases} \quad (3.9)$$

où \mathbf{u} et \mathbf{v} sont des vecteurs unitaires sans dimension, et où $\Delta\alpha$ et $\Delta\delta$ sont des angles.

Du plan orbital au plan du ciel

Il suffit de trois angles pour déterminer complètement l'orientation de l'orbite dans l'espace (Fig. 3.3). L'usage a consacré une version astronomique des *angles d'Euler* utilisés en mécanique pour décrire en particulier le mouvement gyroscopique.

9. La parallaxe est la taille angulaire de l'orbite terrestre (1 UA) vue à la distance de la binaire.



F . 3.3 – Projection de l'orbite sur le plan du ciel et définition des angles d'Euler.

À moins que l'orbite ne soit vue de face, l'intersection entre le plan orbital et le plan du ciel est une droite appelée *ligne des nœuds*. Cette ligne coupe l'orbite en deux points appelés respectivement *nœud ascendant* Ω et *nœud descendant* Υ . Par définition, le compagnon passe au nœud ascendant lorsqu'il s'éloigne de l'observateur, et au nœud descendant lorsqu'il s'en approche.

1. L'orientation de la ligne des nœuds dans le plan du ciel est repérée par l'*angle de position du nœud ascendant*, noté Ω . Si ce nœud n'a pas été déterminé, on prend pour Ω la valeur contenue dans $[0, 180^\circ]$;
2. On appelle *angle d'inclinaison*, noté i l'angle existant entre le plan orbital et le plan du ciel. Si le compagnon décrit son orbite apparente dans le sens des angles de position θ croissant, $i \in [0, 90^\circ]$ sinon $i \in [90, 180^\circ]$. L'inclinaison est nulle (ou égale à 180°) lorsque le plan de l'orbite se confond avec le plan du ciel. Dans ce cas, l'orbite est vue de face et on ne peut pas définir Ω qui est alors souvent choisi nul. Lorsque l'orbite est vue par la tranche, l'inclinaison vaut 90° ;
3. Il reste à positionner l'ellipse dans le plan orbital. Cela est fait en utilisant la *longitude (ou l'argument) du périastre*, noté ω , angle entre la ligne des noeuds et celle des apsides et orienté dans le sens du mouvement depuis Ω vers Π . De même que pour Ω , si on n'a pas déterminé quel nœud était Ω , on prend la valeur contenue dans $[0, 180^\circ]$. Si l'orbite est circulaire ou très faiblement elliptique ($e \approx 0$), on ne peut pas ou très mal définir ω qui est alors choisi égal à zéro.

Le passage du repère \mathcal{R}_{uv} au repère \mathcal{R}_\star se fait donc par une transformation qui est la composée des 3 rotations suivantes :

1. Une rotation d'angle $-\Omega$ autour de l'axe de visée (P, \mathbf{w}) ;
2. Une rotation d'angle i autour de la ligne des nœuds ;
3. Une rotation d'angle ω autour de l'axe (P, \mathbf{z}_\star).

Après quelques manipulations algébriques (annexe A), on aboutit aux relations

$$\boxed{\begin{cases} \rho = \rho_\star \sqrt{1 - \sin^2 i \sin^2(\nu_\star + \omega)} \\ \theta = \arctan [\cos i \tan(\nu_\star + \omega)] + \Omega. \end{cases}} \quad (3.10)$$

Points remarquables

Par définition, les anomalies vraies de \odot et \sphericalangle sont respectivement $\nu_\star = -\omega$ et $\nu_\star = \pi - \omega$. Comme ces deux points sont communs aux plans de l'orbite et du ciel, on en déduit immédiatement leurs coordonnées (ρ, θ) sur le ciel : $(\rho_\star(-\omega), \Omega)$ et $(\rho_\star(\pi - \omega), \Omega + \pi)$.

3.4 Vélodimétrie radiale

J'ai déjà évoqué le principe de la vélocimétrie radiale au chapitre 1. C'est de loin la technique de détection d'exoplanètes qui a remporté le plus de succès jusqu'à présent, et j'ai résumé au chapitre 2 les principales avancées qui lui sont dues. Dans cette section, je vais dériver les équations de la vélocimétrie radiale et préciser les paramètres orbitaux qu'elle permet de mesurer. Dans la suite de ce manuscrit, le lecteur verra comment combiner ces informations avec les mesures issues d'autres techniques afin de caractériser complètement les systèmes doubles.

3.4.1 Calcul des vitesses radiales

Soit Γ le centre de gravité du système binaire {P, S}. Les mouvements de P et de S autour de Γ se déduisent du mouvement de S autour de P par les relations vectorielles

$$\mathbf{\Gamma P} = \mu_1 \mathbf{SP} \quad \text{avec} \quad \mu_1 \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{M_2}{M_1 + M_2}, \quad (3.11)$$

$$\mathbf{\Gamma S} = \mu_2 \mathbf{PS} \quad \text{avec} \quad \mu_2 \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{M_1}{M_1 + M_2}. \quad (3.12)$$

Dans le même temps que S décrit une ellipse de demi-grand axe a autour de P, P et S décrivent autour de Γ des ellipses de demi-grands axes respectifs $a_1 = \mu_1 a$ et $a_2 = \mu_2 a$. On appelle *vitesses radiales* la projection de la vitesse sur la ligne de visée, c'est-à-dire sur l'axe (P, \mathbf{w}), et on note γ la vitesse radiale de Γ . Dans le repère barycentrique lié au système solaire (on corrige du mouvement de la Terre), les vitesses radiales de chaque composante sont

$$v_{r,1} = \gamma - \mu_1 \frac{d \mathbf{PS} \cdot \mathbf{w}}{d t} \quad (3.13)$$

$$\text{et } v_{r,2} = \gamma + \mu_2 \frac{d \mathbf{PS} \cdot \mathbf{w}}{d t}. \quad (3.14)$$

D'après les formules de changement de coordonnées (annexe A),

$$\frac{d \mathbf{PS} \cdot \mathbf{w}}{d t} = \frac{d}{d t} [-\rho_\star \sin i \sin(\nu_\star + \omega)] = -\sin i [\dot{\rho}_\star \sin(\nu_\star + \omega) + \rho_\star \cos(\nu_\star + \omega) \dot{\nu}_\star], \quad (3.15)$$

or, l'équation polaire de l'ellipse et la loi des aires nous apprennent que

$$\begin{cases} \dot{\rho}_\star = \frac{Ce \sin v_\star}{a(1-e^2)} \\ \rho_\star^2 \dot{v}_\star = C \end{cases} \quad \text{avec} \quad C = \frac{2\pi a^2}{T} \sqrt{1-e^2}, \quad (3.16)$$

d'où on déduit que

$$v_{r,j} = \gamma + (-1)^j K_j (\cos(v_\star + \omega) + e \cos \omega) \quad \text{avec} \quad K_j = \frac{2\pi}{T} \frac{a_j \sin i}{\sqrt{1-e^2}}, \quad j \in \{1,2\}. \quad (3.17)$$

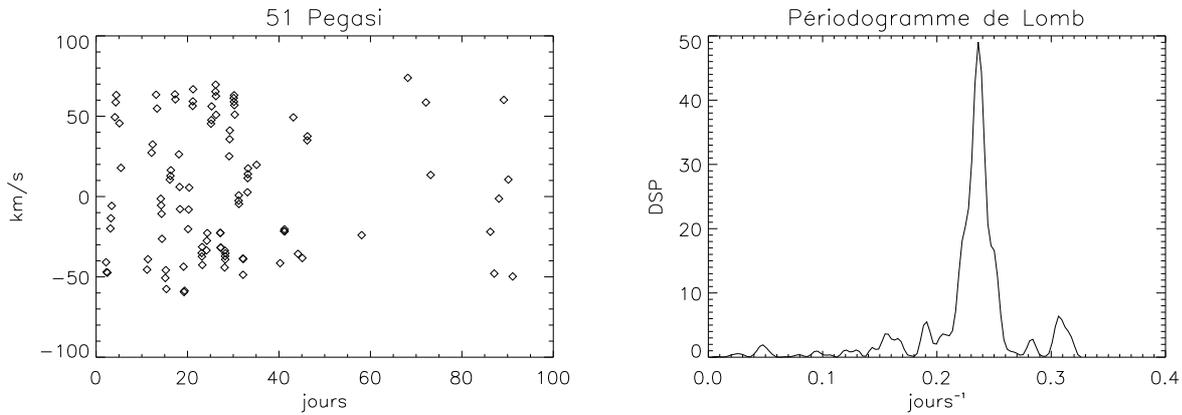
K_j représente l'amplitude de la modulation de la vitesse radiale due au mouvement orbital. On déduit $a_j \sin i$ de K_j , mais on remarque qu'on ne peut séparer le demi-grand axe de l'inclinaison. En outre, les vitesses radiales sont indépendantes de l'angle de position du nœud ascendant donc cette technique ne donne pas accès à Ω , et ne détermine le demi-grand axe qu'au sinus de l'inclinaison près.

3.4.2 Exploitation des mesures vélocimétriques

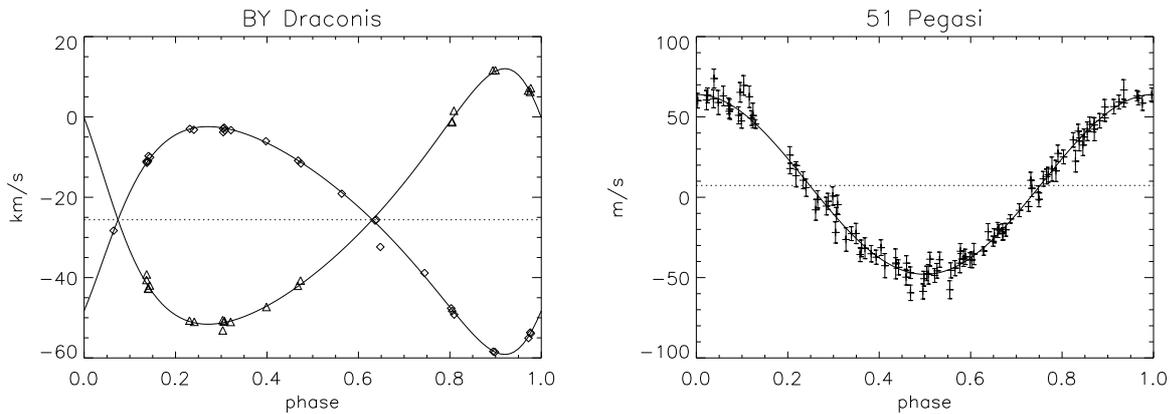
Estimation paramétrique

Comme cette problématique sera au cœur du traitement des données du chapitre 10, je donne dès à présent un aperçu de cet aspect technique. Le modèle (3.17) est non linéaire vis-à-vis des 7 paramètres $\{\gamma, K_1, K_2, T, T_0, e, \omega\}$ que l'on cherche à estimer à l'aide des mesures. Une méthode classiquement employée consiste en la minimisation d'une fonction coût, notée χ^2 , qui mesure la distance entre le modèle et les données. En particulier, l'algorithme de Levenberg-Marquardt (annexe B) est réputé performant pour les modèles non linéaires. Comme c'est une méthode de recherche locale, l'algorithme peut ne pas converger vers le minimum global si la fonction coût présente de nombreux minima locaux. Ce risque est d'autant plus grand que le nombre de paramètres à estimer est élevé. Soit on a une bonne idée de la solution et on est capable de fournir à l'algorithme des valeurs initiales qui sont proches des valeurs optimales (affinage de paramètres), soit on ignore tout de ce que l'on cherche et il faut faire précéder l'algorithme d'une étape supplémentaire. Par exemple, une valeur initiale pour γ peut être obtenue en calculant la moyenne des mesures. Une analyse de Fourier adaptée aux mesures irrégulièrement espacées, par exemple le périodogramme de Lomb (Press et al., 1997, §13.8), permet de cerner rapidement T (Fig. 3.4). En dernier ressort, on construit une grille de valeurs initiales et on sélectionne la solution correspondant au plus faible χ^2 calculé.

Sur la figure 3.5, on peut voir deux exemples de reconstruction d'orbite spectroscopique que j'ai réalisés à partir de mesures publiées. Il existe deux cas de figure suivant qu'il est ou non possible d'observer les spectres de chacune des étoiles, *binaires à deux spectres*, ou seulement de la plus brillante, *binaire à un spectre*. À gauche, BY Draconis est une binaire à deux spectres de période 6 jours mesurée par Lucke et Mayor (1980). L'asymétrie des courbes est la signature d'une excentricité élevée. À droite, 51 Pegasi est une binaire à un spectre dont le compagnon est une planète de période 4,2 jours. Les mesures sont celles de Marcy et al. (1997). Ici au contraire, la modulation est sinusoïdale, ce qui indique une excentricité quasi-nulle. Comme ω est mal contraint dans ce cas, on le choisit souvent égal à 0. Une fois ce travail réalisé, on peut se pencher sur la détermination des grandeurs qui intéressent le plus l'astrophysicien, à savoir les masses.



F . 3.4 – À gauche, on a sélectionné une séquence temporelle de 101 mesures de vitesse radiale sur l'étoile 51 Pegasi (Marcy et al., 1997). L'échantillonnage est irrégulier et aucune période n'est visible à l'œil nu. À droite, l'analyse de cette séquence par le périodogramme de Lomb : un pic très significatif (taux de fausse alarme de $3 \cdot 10^{-20}$!) apparaît à la fréquence $1/T = 0,236 \text{ j}^{-1}$ correspondant à une période orbitale $T = 4,24 \text{ j}$; DSP = densité spectrale de puissance.



F . 3.5 – Exemples de courbes de vitesses radiales. À gauche, BY Draconis est une binaire à deux spectres de période 6 jours ($\gamma = -25 \text{ km/s}$, $K_1 = 28 \text{ km/s}$, $K_2 = 32 \text{ km/s}$, $e = 0,3$, $\omega = 229^\circ$) dont les composantes ont des masses comparables. À droite, 51 Pegasi est une binaire à un spectre de période 4,2 jours ($\gamma = 7 \text{ m/s}$, $K_1 = 56 \text{ m/s}$, $e = 0,0$) dont le compagnon est une planète de masse $m_2 = 0,45 M_J$.

Binaire à deux spectres

Dans ce cas, K_1 et K_2 sont connus, et on peut calculer $a \sin i$ à partir de la somme $K_1 + K_2$. Le rapport des masses des étoiles, noté q , est dans le rapport inverse des amplitudes des vitesses

$$q \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{M_2}{M_1} = \frac{K_1}{K_2}, \quad (3.18)$$

mais la méconnaissance de a empêche d'utiliser la troisième loi de Kepler,

$$\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(M_1 + M_2)}, \quad (3.19)$$

comme deuxième équation pour boucler le système. Il faut se contenter des masses au facteur $\sin^3 i$ près, soit

$$\boxed{\begin{pmatrix} M_1 \sin^3 i \\ M_2 \sin^3 i \end{pmatrix} = \frac{2\pi \sqrt{1-e^2}}{G} \frac{(a \sin i)^2}{T} \begin{pmatrix} K_2 \\ K_1 \end{pmatrix}}. \quad (3.20)$$

Binaire à un spectre

Ce cas m'intéresse directement puisque c'est celui des compagnons faibles comme les planètes. On ne dispose ici que de $a_1 \sin i$. À partir de la définition de K_1 et de la troisième loi de Kepler, on montre que

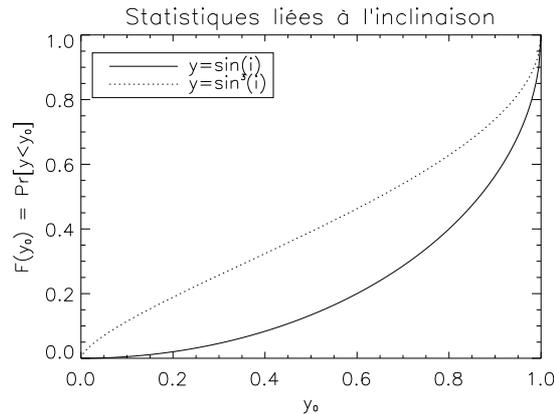
$$\frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{T}{2\pi G} K_1^3 (1-e)^{3/2}. \quad (3.21)$$

Le membre de gauche de (3.21) est connu sous le nom de *fonction des masses*. Dans le cas des planètes¹⁰, il est légitime de supposer que $M_1 \gg M_2$, ce qui conduit à la formule approchée

$$\boxed{M_2 \sin i \simeq \left(\frac{T}{2\pi G}\right)^{1/3} K_1 M_1^{2/3} \sqrt{1-e}}. \quad (3.22)$$

Par conséquent, il est possible d'extraire une *valeur inférieure* de la masse du compagnon à condition de faire une hypothèse sur la masse de la primaire. La valeur de M_1 est déduite de notre connaissance statistique de la masse en fonction du type spectral, ou d'une modélisation plus fine, propre à chaque étoile, fondée sur une étude détaillée du spectre. Bien que le sinus puisse prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 1, toutes ces valeurs ne sont pas équiprobables. En effet, en supposant que la normale à l'orbite se distribue uniformément dans le demi-espace $i \leq 90^\circ$, la probabilité que i soit plus grand que i_0 est égale à $\cos i_0$. Ainsi, il y a 71 % de chance pour que $i \geq 45^\circ$. La probabilité que $y = \sin i$ soit supérieur à y_0 vaut $(1 - y_0^2)^{1/2}$ (Fig. 3.6). On calcule ainsi qu'il y a 87 % de chance que $\sin i$ soit supérieur à 0,5. Par conséquent, on ne sous-estime la masse de plus d'un facteur 2 que dans 13 % des cas. Cette propriété donne fortement confiance dans le fait que la majorité des candidats planètes dont l'inclinaison est inconnue soit effectivement des planètes, et non des naines brunes ou rouges dont l'orbite est quasiment vue de face.

10. On rappelle que $M_J \approx 10^{-3} M_\odot$.



F . 3.6 – Fonctions de répartition de $y = \sin i$ (trait plein) et de $y = \sin^3 i$ (trait pointillé). Par définition, la fonction de répartition est égale à la probabilité que y soit plus petit qu'une valeur y_0 donnée. On en déduit par exemple que $\sin i$ est inférieur à 0,5, donc que $M_2 \geq 2(M_2 \sin i)$ dans seulement $\approx 15\%$ des cas. En revanche, dans les binaires à deux spectres, $M_j \geq 2(M_j \sin^3 i)$, $j \in \{1, 2\}$, dans $\approx 40\%$ des cas.

3.5 Les binaires à éclipses

Les binaires à éclipses, ou binaires photométriques, sont des étoiles doubles dont les composantes s'occultent (ou s'éclipsent) partiellement à chaque révolution. Cela n'arrive que si la ligne de visée de l'observateur est presque contenue dans le plan de l'orbite, c'est-à-dire que l'inclinaison est très proche de 90° . Un exemple connu depuis fort longtemps est l'étoile Algol¹¹ (β Per) dont les variations photométriques restèrent longtemps inexplicables, et qui est maintenant considérée comme le prototype des étoiles de sa classe. On connaît des milliers de tels systèmes dont la plupart sont en même temps des binaires spectroscopiques.

La courbe qui donne les variations photométriques au cours du temps s'appelle la *courbe de lumière*. Elle présente deux minima par période dont les profondeurs sont dans le rapport des surfaces stellaires multipliées par les puissances quatrièmes des températures effectives. L'intervalle de temps entre ces deux minima rapporté à la période de révolution renseigne sur l'excentricité du système. Lorsque l'éclipse est totale, le fond des minima est plat (Fig. 3.7a), tandis qu'il prend une forme en V si l'éclipse est rasante (Fig. 3.7b). La forme de la courbe est donc indicative de l'inclinaison.

Si le compagnon est peu lumineux, une planète par exemple, on n'observe qu'un seul minimum par période. L'étude de ce cas et sa mise en application pour la recherche d'exoplanètes seront l'objet de la deuxième partie de ce manuscrit.

11. Le nom d'Algol provient de l'arabe *Al Ghul*, le « démon ».

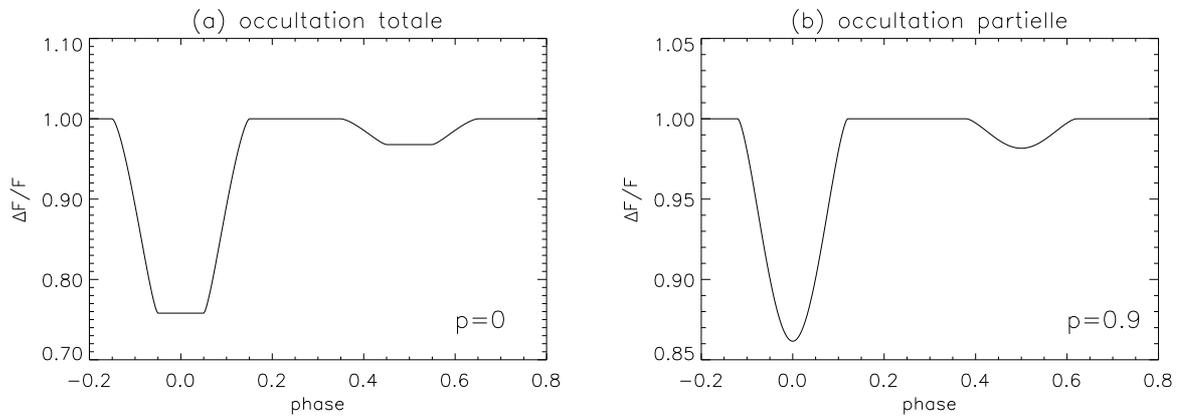


Fig. 3.7 – Courbes de lumière d’une binaire à éclipses pour deux valeurs du paramètre d’impact p (en unités du rayon de la primaire). À gauche, l’occultation est totale et les minima sont à fond plat. À droite, l’occultation est partielle et les minima prennent une forme en V. Dans les deux cas, les minima sont régulièrement espacés en phase, ce qui signifie que l’orbite est circulaire. Simulations pour une primaire de type G2V ($T_{\text{eff},1} = 5800 \text{ K}$, $R_1 = 1 R_{\odot}$) et une secondaire de type M2V ($T_{\text{eff},2} = 3500 \text{ K}$, $R_2 = 0,5 R_{\odot}$). L’effet d’assombrissement centre-bord est ignoré.

Deuxième partie

La méthode des transits ou la quête des petites planètes et des grandes statistiques

4

La science des transits

L'observation des transits permet la mesure du rayon de la planète et de l'inclinaison de son orbite. Conjugée à la vélocimétrie radiale, elle fournit une valeur exacte pour la masse dont on déduit la densité et donc la nature gazeuse ou rocheuse de la planète. Avec des données suffisamment précises, on peut même envisager la détection d'anneaux et/ou de satellites. Contrairement à la spectroscopie, la photométrie peut se pratiquer sur de grands champs. On maximise ainsi les chances de détection et on accède à des statistiques portant sur un nombre important d'objets en un temps réduit. Avec cette méthode, on espère déterminer la fréquence des étoiles possédant des planètes en fonction de leur type spectral, âge et métallicité, ainsi que les distributions en taille et distance orbitale de ces planètes.

4.1 Principe et grandeurs caractéristiques

Le principe se réduit à celui d'une binaire à éclipses (§3.5) dans laquelle le compagnon est une planète. On appelle *transit* le passage de la planète devant son étoile. En première approximation, on peut négliger le flux de la planète devant celui de l'étoile et la considérer comme un disque, parfaitement obscur et opaque, qui occulte partiellement le disque stellaire (Fig. 4.1).

4.1.1 Variation photométrique

Dans sa progression devant l'étoile, la planète passe par quatre positions remarquables, appelées habituellement *1^{er}*, *2^e*, *3^e* et *4^e* *contact* (Fig. 4.1). Entre le 1^{er} et le 2^e contact, le flux F_\star baisse rapidement, c'est la phase d'*immersion*. Symétriquement, la phase d'*émersion* se situe entre le 3^e et le 4^e contact. Si on néglige le phénomène d'assombrissement centre-bord (§4.2.2), le fond de la courbe de transit est plat entre le 2^e et le 3^e contact, et a pour profondeur relative

$$\varepsilon \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{\Delta F_\star}{F_\star} = \left(\frac{R_p}{R_\star} \right)^2. \quad (4.1)$$

Pour une planète jovienne, $\varepsilon \sim 10^{-2}$, tandis que pour une planète tellurique, $\varepsilon \sim 10^{-4}$. Le premier cas de figure est tout à fait accessible à un photomètre depuis le sol, mais pas le second

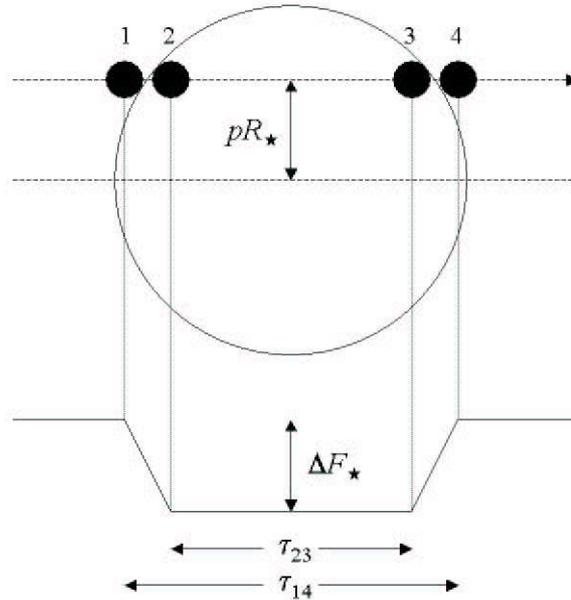


FIG. 4.1 – Définition des grandeurs caractéristiques d'une courbe de transit : la variation maximale de flux est ΔF_{\star} ; les rayons de l'étoile et de la planète sont respectivement R_{\star} et R_p ; la hauteur du transit sur l'équateur de l'étoile est pR_{\star} ; τ_{14} et τ_{23} sont respectivement les intervalles de temps séparant les 1^{er} et 4^e, et les 2^e et 3^e contacts. La durée τ définie par (4.3) correspond au cas simplifié d'une planète ponctuelle pour lequel $\tau = \tau_{14} = \tau_{23}$.

pour lequel plusieurs missions spatiales sont en préparation.

4.1.2 Durée

Afin de calculer simplement la durée caractéristique d'un transit, je vais supposer que l'orbite de la planète est circulaire, ce qui est le cas pour une Pégaside (§2.4). Le paramètre d'impact du transit, $0 \leq p \leq 1$, est lié à l'inclinaison i de l'orbite par la relation

$$pR_{\star} = a \cos i. \quad (4.2)$$

La corde suivie par la planète devant l'étoile a pour longueur $l = 2R_{\star} \sqrt{1 - p^2}$. À la vitesse $v = 2\pi a/T$, le temps nécessaire pour parcourir cette longueur est $\tau = l/v$. En utilisant la troisième loi de Kepler (3.19), on peut exprimer τ en fonction de a ou de T seulement. À condition d'exprimer τ en heures, T en jours, a en UA, R_{\star} et M_{\star} en unités solaires, on trouve que

$$\tau \simeq 13,0 \sqrt{1 - p^2} \frac{R_{\star}}{M_{\star}^{1/2}} a^{1/2} \quad \text{ou} \quad \tau \simeq 1,8 \sqrt{1 - p^2} \frac{R_{\star}}{M_{\star}^{1/3}} T^{1/3}. \quad (4.3)$$

Par application immédiate de (4.3), on calcule que la Terre met 13 h pour passer devant le Soleil si le transit est équatorial ($p = 0$).

4.1.3 Probabilité géométrique

Un transit ne se produit que si la ligne de visée est presque contenue dans le plan de l'orbite. En supposant la planète ponctuelle, la condition sur l'inclinaison de l'orbite s'écrit $i \geq \arccos(R_\star/a)$. Autour d'une étoile solaire, cela correspond à $i \geq 84,7^\circ$ pour une Pégaside à 0,05 UA et à $i \geq 89,7^\circ$ pour une planète Terre à 1 UA.

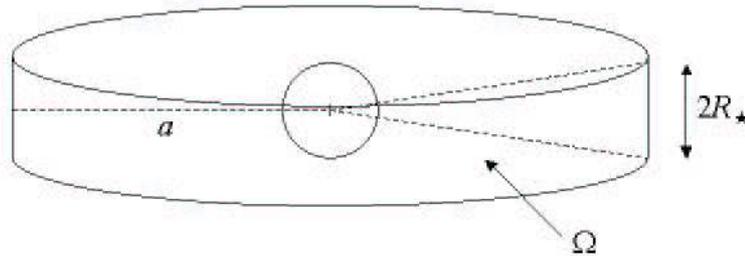


Fig. 4.2 – Un transit n'a lieu que si la ligne de visée de l'observateur se trouve dans l'angle solide Ω .

L'angle solide Ω sous lequel on peut observer un transit (Fig. 4.2) est proportionnel à l'aire d'un cylindre de rayon a et de hauteur $2R_\star$, et inversement proportionnel à a^2 , c'est-à-dire que $\Omega = 4\pi R_\star/a$. Si on considère que la normale à l'orbite se distribue uniformément dans l'espace, la probabilité géométrique qu'un transit soit observable est

$$p_g = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{R_\star}{a}. \quad (4.4)$$

En reprenant l'exemple précédent, on trouve $\approx 10\%$ pour la Pégaside, mais seulement $\approx 0,5\%$ pour la Terre.

4.2 Exploitation d'une courbe de lumière

L'objet de cette section est de montrer comment on mesure le rayon de la planète à partir d'une courbe de transit bien échantillonnée et à haut rapport signal à bruit (S/B).

4.2.1 Première approche

Afin d'aborder simplement ce problème, je commence par supposer qu'on dispose du rayon et de la masse de l'étoile. Au 1^{er} ordre, la mesure de la courbe de lumière fournit ε , τ et T à condition d'avoir observé au moins deux transits consécutifs. Ensuite, on calcule

1. R_p avec R_\star et ε en utilisant (4.1) ;
2. a avec M_\star et T en utilisant (3.19) et l'approximation $M_\star \gg M_p$;
3. p avec R_\star , M_\star , T et τ en utilisant (4.3) ;
4. i avec R_\star , a et p en utilisant (4.2).

On voit que la précision sur R_p dépend directement de celle sur R_* . Malheureusement, il n'est pas facile d'obtenir la masse et surtout le rayon de l'étoile avec une grande précision. En effet, la classe de luminosité et le type spectral n'en fournissent que des valeurs statistiquement représentatives.

4.2.2 Modélisation fine

Une autre stratégie consiste à estimer R_* à partir des mesures en utilisant plus finement la courbe de lumière. J'en ai déterminé la forme théorique en supposant que l'étoile est un disque de brillance uniforme et que la planète est un disque noir opaque. Soit f_* le flux émis par l'étoile et normalisé à sa valeur hors transit. En désignant par t_1 et t_2 les dates des 1^{er} et 2^e contacts, la phase d'immersion peut être décrite par

$$f_*(t) = \begin{cases} 1, & t \leq t_1 \\ 1 - [(2\theta_1 - \sin 2\theta_1) - \varepsilon(2\theta_2 - \sin 2\theta_2)] / 2\pi, & t_1 \leq t \leq t_2 \\ 1 - \varepsilon, & t \geq t_2, \end{cases} \quad (4.5)$$

sachant que les angles θ_1 et θ_2 s'obtiennent par

$$\cos \theta_1 = \frac{r^2 + R_*^2 - R_p^2}{2rR_*} \quad \text{et} \quad \cos \theta_2 = \frac{r^2 + R_p^2 - R_*^2}{2rR_p}$$

avec $r^2(t) = a^2 \left[\left(\frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right)^2 + \cos^2 i \right]$.

La variable r représente la distance entre les centres des disques et t_0 est la date du point milieu de l'occultation. On peut par exemple contraindre R_* avec une équation supplémentaire exprimant la durée de l'immersion

$$\tau_{12} \stackrel{\text{déf.}}{=} t_2 - t_1 = \frac{T}{2\pi a} \left[\sqrt{(R_* + R_p)^2 - a^2 \cos^2 i} - \sqrt{(R_* - R_p)^2 - a^2 \cos^2 i} \right]. \quad (4.6)$$

D'après ce modèle, la courbe de transit est d'abord plate, puis décroît rapidement pendant l'immersion pour se stabiliser à une valeur inférieure (la phase d'émersion est symétrique). Cependant, l'examen d'une courbe réelle montre que le minimum a une forme arrondie (Fig. 4.3). Cette complication additionnelle est due à l'effet d'assombrissement centre-bord : la brillance du disque de l'étoile n'est pas uniforme mais décroissante du centre vers le bord¹². On en tient habituellement compte à l'aide d'une loi à un ou plusieurs coefficients suivant le degré de sophistication souhaité (Hestroffer, 1997, par ex.). J'y reviendrai au §7.4.2. Cela introduit une dépendance vis-à-vis de la longueur d'onde et cela fait autant de paramètres supplémentaires à estimer.

12. En raison de la sphéricité de la surface stellaire, l'observateur voit des couches plus profonde au centre qu'au bord à profondeur optique donnée. Comme la température décroît avec l'altitude dans la photosphère, le centre du disque apparaît plus brillant que sa périphérie.

4.2.3 Mesure des paramètres stellaires

Avec une étude spectroscopique minutieuse, on peut mesurer la luminosité absolue L_{\star} (corrigée du rougissement interstellaire), la température effective T_{eff} , la gravité de surface $\log(g)$ et la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$ (Mazeh et al., 2000, par ex.). Avec L_{\star} et T_{eff} munis de leurs incertitudes, on définit une boîte-cible dans le diagramme de Hertzsprung-Russel (diagramme HR). Ensuite, un modèle numérique d'évolution stellaire est utilisé pour déterminer le rayon, la masse et l'âge qui donne un chemin évolutif aboutissant dans la boîte (Cody & Sasselov, 2002). En outre, les coefficients d'assombrissement centre-bord sont tabulés en fonction de T_{eff} , $\log(g)$ et $[\text{Fe}/\text{H}]$ (Claret, 2000, par ex.).

On notera que la masse et le rayon ne sont pas des quantités indépendantes, puisque pour une étoile F–K de la séquence principale par exemple, $R_{\star} \simeq kM_{\star}^{0.8}$, où k est une constante (Cox, 2000). Cette relation fournit une équation supplémentaire pour fermer le système. Une solution complète en l'absence d'assombrissement centre-bord et pour une orbite circulaire a ainsi été proposée par Seager et Mallén-Ornelas (2003).

Au moins pour les planètes géantes gazeuses, une mesure précise du rayon ne peut être correctement interprétée que dans le cadre d'un modèle d'atmosphère qui prend en compte la dépendance vis-à-vis de la longueur d'onde λ . Selon le modèle de Hubbard et al. (2001), la différence entre le rayon apparent $R_p(\lambda)$ et le rayon à la pression de 1 bar peut atteindre $\simeq 1\%$ dans les bandes d'absorption atomiques et moléculaires, en particulier celles de Na et K dans le visible et celles de H_2O dans l'infrarouge (§2.4.2).

4.3 Succès et ambitions de la photométrie

La recherche de transits est l'objectif d'une multitude de projets au sol et de missions spatiales en développement ou sur le point d'être lancées, dont la liste complète est tenue à jour par Schneider (2003). Outre les succès scientifiques indiscutables déjà remportés et dont je vais parler, les programmes en cours sont riches d'enseignements pour les futures missions spatiales. Il s'agit en particulier de la mission COROT qui fera l'objet du prochain chapitre, ou de ses successeurs, Kepler pour la NASA (Borucki et al., 2003) et Eddington pour l'ESA (Roxburgh & Favata, 2003).

4.3.1 Spectaculaire HD 209458

La découverte spectroscopique de nombreuses Pégasides dont la probabilité de transit est élevée, a naturellement motivé plusieurs observateurs à en faire le suivi photométrique. En 1999, deux équipes ont ainsi observé successivement deux transits et un demi-transit de HD 209458 b (Charbonneau et al., 2000; Henry et al., 2000). Ces travaux furent suivis de plusieurs études détaillées en photométrie à plusieurs couleurs (Jha et al., 2000), ce qui permet par exemple la mesure de l'assombrissement centre-bord, ainsi qu'en spectroscopie depuis le sol (Mazeh et al., 2000). Grâce à la spectroscopie, on sait que les sens de rotation de l'étoile et de révolution de la planète sont identiques, et que le plan orbital n'est pas incliné de plus de 30° sur le plan équatorial de l'étoile (Queloz et al., 2000). En avril-mai 2000, le télescope spatial Hubble a observé quatre nouveaux transits (Brown et al., 2001). Avec le gain fantastique en S/B apporté par ces

dernières observations (Fig. 4.3), il a été possible de rechercher la présence d’anneaux et de satellites autour de la planète, puis de mettre en évidence de manière très spectaculaire l’existence de sodium atomique dans son atmosphère (Charbonneau et al., 2002). Cette découverte n’est pas le fruit du hasard ; elle était guidée par les prédictions théoriques (§2.4.2).

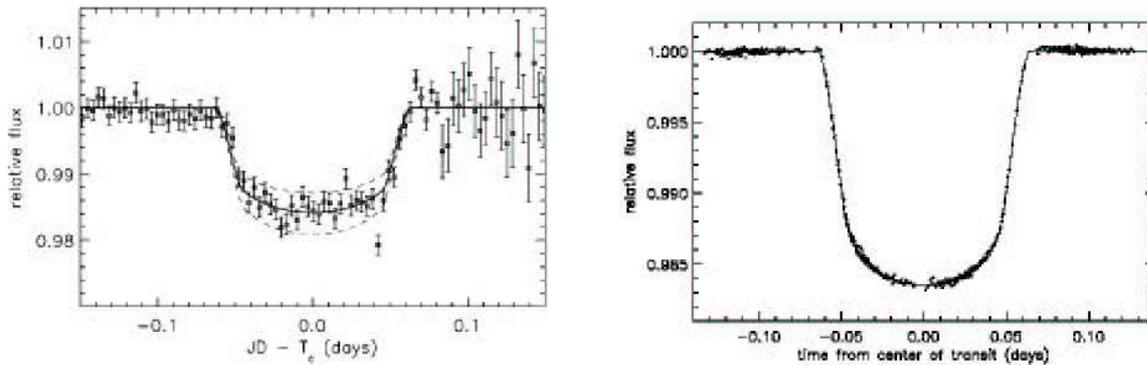


Fig. 4.3 – Illustration du gain en S/B apporté par la photométrie spatiale. À gauche : composition de deux transits observés depuis le sol avec un télescope de 10 cm. Le bruit dominant est causé par la scintillation atmosphérique (Charbonneau et al., 2000). À droite : composition de quatre transits vus par le télescope spatial Hubble (Brown et al., 2001).

4.3.2 Candidats du relevé OGLE

OGLE est un relevé photométrique dont le but initial était la recherche d’événements de type micro-lentille gravitationnelle. La troisième campagne, OGLE-III, a cependant été consacrée à la recherche de transits dans trois champs situés dans la direction du centre galactique. Elle a d’abord fourni 46 candidats (Udalsky et al., 2002a), puis 13 candidats supplémentaires après une nouvelle analyse des données (Udalsky et al., 2002b). Pour la quasi-totalité d’entre eux (94–98 %), il ne s’agit pas de planètes, mais de binaires à éclipses dont l’occultation est « rasante ». Les deux objets les plus intéressants, OGLE-TR-3 (Dreizler et al., 2003) et OGLE-TR-56 (Konacki et al., 2003), pourraient être deux Pégasides particulièrement proches de leur étoile : à seulement $\approx 5 R_{\odot}$! La confirmation spectroscopique est cependant difficile à obtenir en raison de la magnitude élevée des étoiles-mères ($V \approx 16,6$). Leur distance de 1,5 à 3 kpc en ferait les plus lointaines planètes connues. En outre, ces découvertes posent à nouveau la question de la durée de vie de ces objets extrêmes.

4.4 Algorithmes de détection

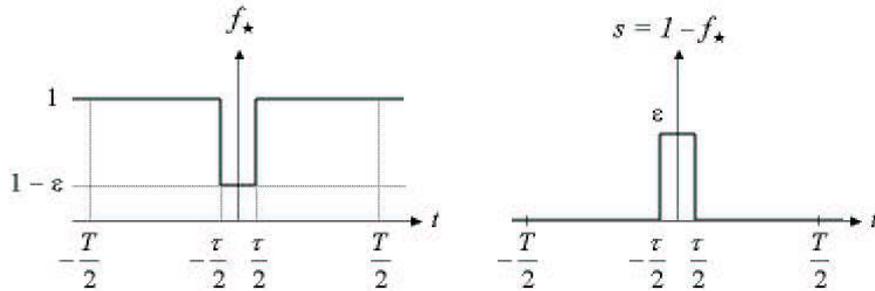
Le problème posé par les relevés qui observent un nombre important d’étoiles simultanément est le traitement efficace des données. D’une part, le volume de données est très grand : alors qu’OGLE-III a enregistré les courbes de lumière de 56 000 étoiles pendant 32 nuits, ce seront jusqu’à 60 000 courbes de lumière de 150 jours pour COROT, et bien plus encore pour Kepler et Eddington ! D’autre part, on cherche à maximiser le retour scientifique de l’instrument

en détectant les signaux les plus faibles possible. L'objectif est double : découvrir des planètes telluriques et établir des statistiques sur de grandes populations. À faible S/B, la forme du transit est insuffisante pour le distinguer d'une variation aléatoire de flux liée à l'activité de l'étoile. On utilise donc un *critère de répétitivité* : au moins trois diminutions de flux identiques et séparées par un même intervalle de temps sont la signature d'une planète.

4.4.1 Inconvénients de l'analyse de Fourier

La problématique à laquelle on s'intéresse ici est très générale et la littérature qui s'y rapporte abondante : il s'agit de détecter un signal périodique de période inconnue dans un bruit (Max & Lacoume, 1996, par ex.). Une solution qui vient rapidement à l'esprit est l'analyse de Fourier. Ce n'est pourtant pas une bonne solution en raison de la très forte localisation temporelle du transit, impliquant que de nombreux harmoniques soient nécessaires à la reconstruction fidèle du signal. En d'autres termes, l'énergie est répartie sur un large spectre de fréquences, et seule une petite partie se trouve à la fréquence du fondamental (l'inverse de la période de révolution).

Un développement en séries de Fourier (DSF) permet de chiffrer l'étalement de l'énergie. On rappelle que f_\star est le flux stellaire normalisé à sa valeur hors transit. En choisissant convenablement l'origine des temps, le signal de transit à faible S/B a la forme d'une encoche de largeur τ centrée dans un intervalle de longueur T (Fig. 4.4). Le rapport τ/T est indicatif du confinement temporel de l'occultation. Dans le cas de la Pégaside HD 209458 b, $\tau = 184,25$ min et $T = 3,524739$ j, soit $\tau/T = 3,6\%$ seulement, alors que la période est courte.



F . 4.4 – Motif périodique et grandeurs caractéristiques d'un signal de transit.

Il est plus commode de calculer le DSF de $s = 1 - f_\star$ qui a le même contenu spectral au continu près (Fig. 4.4) :

$$s(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos\left(n \frac{2\pi t}{T}\right) \quad \text{où} \quad a_n = \frac{2\epsilon\tau}{T} \text{sinc}\left(\frac{n\tau}{T}\right), \quad (4.7)$$

en notant $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/(\pi x)$.

D'après le théorème de Parseval, la puissance de s a pour expression

$$\mathcal{P}_s \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |s(t)|^2 dt = \frac{a_0^2}{4} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n^2}{2}. \quad (4.8)$$

On en déduit que le fondamental ne porte que $\simeq 7\%$ de la puissance, et qu'il faut 23, resp. 56, harmoniques pour reconstruire 90 %, resp. 95 %, de la puissance. Par conséquent, l'analyse de Fourier n'est pas un bon outil de détection des transits. On pourrait arguer du fait qu'il suffit alors de chercher non pas une raie, mais un peigne de raies dans le spectre. C'est exact, mais il vaut bien mieux travailler dans l'espace direct et économiser ainsi le calcul de transformées de Fourier rapides (TFR).

Il existe un autre inconvénient. Dans une situation réelle, la durée d'observation D est finie et la résolution en fréquence de l'analyse par transformée de Fourier discrète (TFD) est limitée à D^{-1} . Si les mesures ne concernent qu'un petit nombre de transits, par exemple 3 ou 4, le fondamental est mal localisé : la précision relative, T/D , n'est que de $\simeq 30\%$, et considérer les harmoniques n'améliore rien.

4.4.2 Filtrage adapté

Il s'agit d'une méthode puissante qui s'applique sans transformation préalable des données. Elle est optimale au sens du maximum de vraisemblance pour des bruits additifs et gaussiens. Bien que des algorithmes plus sophistiqués aient été proposés, le filtrage adapté sert de référence et c'est lui que j'utiliserai au chapitre suivant pour la prédiction des performances de COROT. Dans cette section, j'en présente le fonctionnement détaillé.

Intercorrélation avec une courbe-test

Dans le filtrage adapté, on utilise l'information *a priori* sur la forme du signal : la courbe de lumière est corrélée avec une courbe de transit idéale, dite *courbe-test*, de profondeur unité. La corrélation est maximale lorsque la courbe-test possède les bonnes caractéristiques : durée τ , période T et date t_0 (milieu du 1^{er} transit).

Pour des raisons pratiques, j'utiliserai la forme s et non f_\star de la courbe de lumière. Par hypothèse, s est la somme d'un signal x comportant k transits consécutifs (Fig. 4.5), et d'un bruit b d'origine instrumental et astrophysique :

$$s(t) = x(\tau, T, t_0; t) + b(t). \quad (4.9)$$

En notant $\hat{x} = \hat{x}(\hat{\tau}, \hat{T}, \hat{t}_0; t)$ la courbe-test (Fig. 4.5), le produit de corrélation¹³ entre s et \hat{x} ,

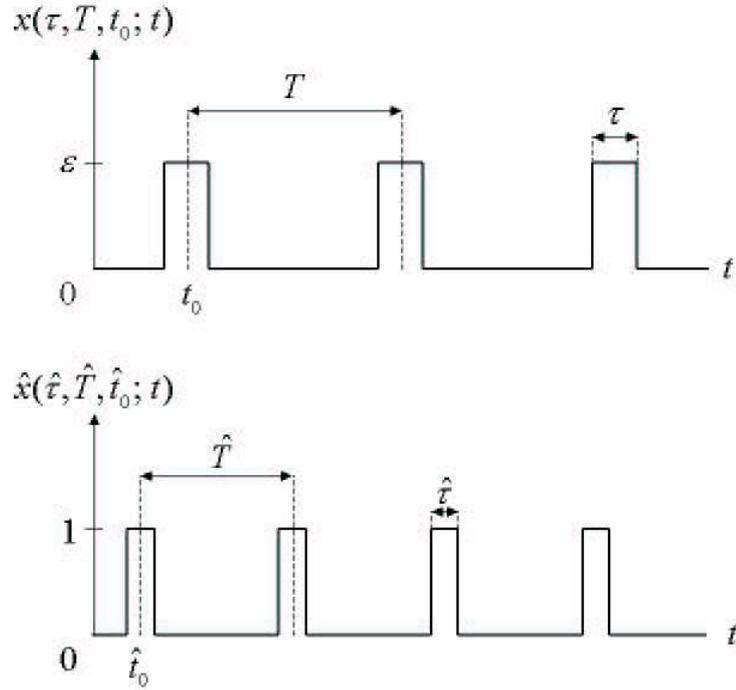
$$C_{s\hat{x}} = C_{x\hat{x}} + C_{b\hat{x}}, \quad (4.10)$$

prend une valeur maximale pour $(\hat{\tau}, \hat{T}, \hat{t}_0) = (\tau, T, t_0)$. La figure 4.6 montre les courbes représentatives des fonctions de corrélation marginales $\hat{t}_0 \mapsto C_{s\hat{x}}(\tau, T, \hat{t}_0)$, $\hat{T} \mapsto C_{s\hat{x}}(\tau, \hat{T}, t_0)$ et $\hat{\tau} \mapsto C_{s\hat{x}}(\hat{\tau}, T, t_0)$.

Maillage de l'espace de recherche

Concrètement, on calcule des produits de corrélation pour chaque point d'un maillage de l'espace $[\tau_{\min}, \tau_{\max}] \times [T_{\min}, T_{\max}] \times [t_{0,\min}, t_{0,\max}]$. Pour une mission de durée D , la nécessité

13. On rappelle que $C_{xy}(\theta) \stackrel{\text{déf.}}{=} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) y^*(t - \theta) dt$.

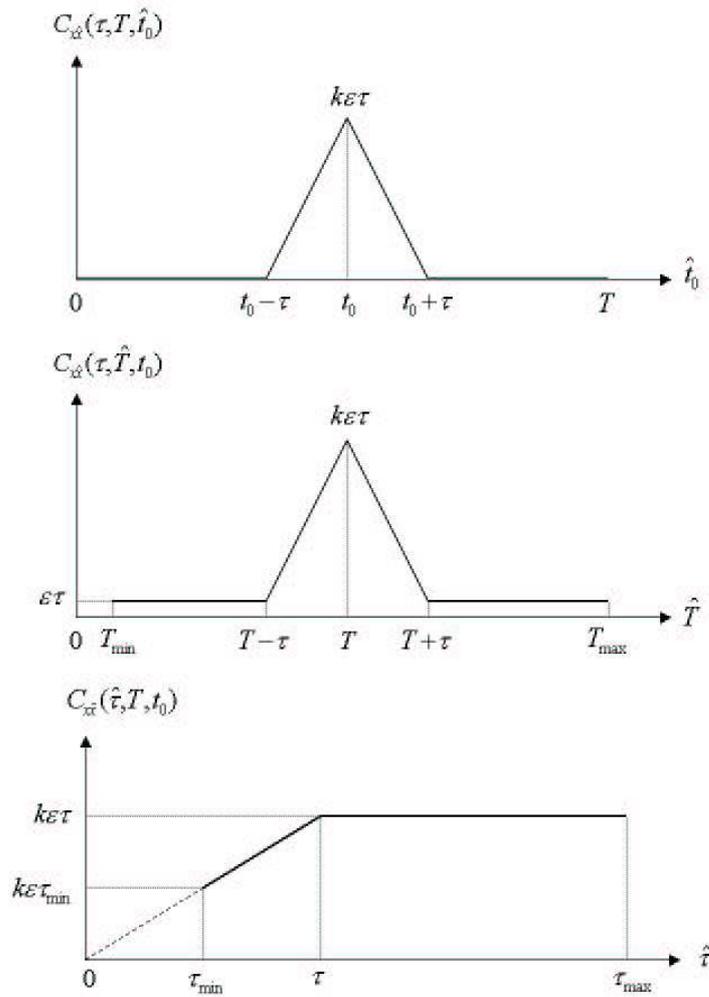
F . 4.5 – Courbe de transit en l'absence de bruit (x) et courbe-test (\hat{x}).

d'avoir au moins trois transits impose $T_{\max} = D/2$, tandis que T_{\min} est fixé par la plus petite distance physiquement acceptable entre la planète et son étoile. D'après les candidats du relevé OGLE, on aurait $T_{\min} \approx 1,2$ j. L'équation (4.3) permet d'en déduire l'intervalle pour τ en fonction des caractéristiques de l'étoile : $\tau_{\max} \approx 1,8 R_{\star} (D/M_{\star})^{1/3}$. La durée τ devant comporter un minimum de points de mesure, $\tau_{\min} \approx 1$ h semble raisonnable. Les variables T et τ ne sont pas tout à fait indépendantes, mais elles ne sont que faiblement liées en raison de la méconnaissance de l'inclinaison et de l'excentricité de l'orbite. Enfin, on a trivialement $[t_{0,\min}, t_{0,\max}] = [0, T]$. Pour déterminer la densité du maillage, on impose que d'un point au suivant, le coefficient de corrélation ρ entre les courbes-tests soit inférieur à une valeur donnée, par exemple 75 % (Jenkins et al., 2002a). En ne faisant varier qu'un paramètre à la fois, j'ai trouvé pour les différents pas :

$$\begin{cases} \Delta\tau &= \tau(1 - \rho) = \tau/4 \\ \Delta T &= 2\tau(1 - \rho)/(k - 1) = \tau/(2k - 2) \\ \Delta t_0 &= \tau(1 - \rho) = \tau/4, \end{cases} \quad (4.11)$$

où le nombre k de transits figurant dans la courbe-test est égal à la partie entière de D/T . On note au passage que le pas en période n'a pas une progression linéaire. Je propose le schéma suivant pour l'exploration du maillage :

1. On initialise l'algorithme à $\tau = \tau_{\min}$, $T = T_{\min}$ et $t_0 = 0$;
2. On calcule $C_{s\hat{x}}$ en incrémentant t_0 de Δt_0 tant que $t_0 \leq T$;
3. On incrémente T de ΔT , puis on recommence l'étape 2 tant que $T \leq T_{\max}$;
4. On incrémente τ de $\Delta\tau$, puis on reprend les étapes 2 et 3 tant que $\tau \leq \tau_{\max}$.



F . 4.6 – Courbes de corrélation marginales.

A partir de ce schéma, j'ai évalué numériquement le nombre de produits de corrélation pour une étoile solaire appartenant à un champ de la mission COROT ($D = 150$ j) à $n_C \sim 10^8$.

Analyse statistique

À ce stade, on obtient un ensemble de produits $C_{s\hat{x}}$ dont on voudrait savoir si la valeur maximale est significative d'une détection. Autrement dit, il faut calculer un seuil de détection associé à la statistique des produits de corrélation et correspondant à un taux de fausse alarme choisi. Le taux de fausse alarme, noté f , est égal à la probabilité qu'au moins un produit $C_{s\hat{x}}$ dépasse le seuil de détection, noté $\beta \sigma_C$, sous l'effet du bruit seul. Du fait que plusieurs sources de bruit indépendantes concourent au bruit total, je suppose en vertu du *théorème central limite* que la variable aléatoire $C_{s\hat{x}}$ soit distribuée suivant une loi normale d'écart-type σ_C et de moyenne nulle en l'absence de transit. Sous l'hypothèse que les $C_{s\hat{x}}$ soient statistiquement indépendants, j'ai calculé que

$$\operatorname{erf}\left(\frac{\beta}{\sqrt{2}}\right) = 2(1 - f)^{1/n_C} - 1 \quad \text{où} \quad \operatorname{erf}(x) \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt. \quad (4.12)$$

On souhaite que pour un relevé donné, le taux de fausse alarme corresponde à au plus une fausse détection pour l'ensemble des étoiles examinées. En notant n_* le nombre total d'étoiles, cette condition s'écrit $f \times n_* \leq 1$. À la limite où $f = 1/n_*$, l'équation (4.12) se simplifie après un développement limité ($f \ll 1$) en

$$\boxed{\operatorname{erf}\left(\frac{\beta}{\sqrt{2}}\right) \simeq 1 - \frac{2}{n_* n_C}}. \quad (4.13)$$

Numériquement, j'ai trouvé que dans le cas de COROT où $n_* \sim 60\,000$ et $n_C \sim 10^8$, $\beta \simeq 7$ convient, et j'ai vérifié *a posteriori* qu'il n'est pas nécessaire de connaître β avec plus de précision.

Seuil en rapport signal à bruit

À une valeur donnée pour la corrélation correspond un rapport signal à bruit

$$(S/B)(\hat{x}) \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{C_{x\hat{x}}}{\sigma_C}, \quad (4.14)$$

où $\sigma_C = \sqrt{k\tau} \sigma_b$ désigne l'écart-type de C_{bx} , et σ_b l'écart-type du bruit affectant la courbe de lumière¹⁴. Lorsque les paramètres sont corrects, la corrélation atteint sa valeur maximale $C_{xx} = k\tau\varepsilon$ et le critère de détection, exprimé en terme de S/B, s'écrit

$$\boxed{(S/B)_{\max} = \frac{\sqrt{k}\varepsilon}{\sigma_b(\tau)} \geq \beta}, \quad (4.15)$$

14. Il s'agit du S/B en amplitude qui s'accorde bien avec le concept de « détection à 3 sigmas ». On peut aussi définir un S/B en énergie qui est le carré du précédent.

où $\sigma_b(\tau) \stackrel{\text{déf.}}{=} \sigma_b / \sqrt{\tau}$ est l'écart-type du bruit moyenné sur la durée τ . Comme on pouvait s'y attendre, le S/B est directement proportionnel à l'aire de la planète et, ce qui est sans doute moins intuitif, croît avec la racine carrée du nombre de transits observés. Le bruit effectif est égal au bruit moyenné sur la durée d'un transit. On notera au passage que si la corrélation sature lorsque $\hat{\tau}$ dépasse τ (Fig. 4.6), il n'en est rien du S/B qui décroît alors comme $\sqrt{\tau/\hat{\tau}}$. On ne peut donc se contenter de fixer une fois pour toutes $\hat{\tau} = \tau_{\max}$.

Structure de l'espace de recherche

Il n'aura pas échappé au lecteur que l'hypothèse d'indépendance des $C_{s\hat{x}}$ ne peut être vérifiée puisque les courbes-tests sont corrélées par construction. Il faut donc en conclure que la valeur déduite pour β est surestimée. Elle me permettra dans la suite de faire une estimation prudente des performances de COROT, mais il est important de savoir comment ajuster au mieux ce seuil lorsqu'il s'agira de faire réellement le traitement des données de la mission. Les différents points de l'espace $(\hat{\tau}, \hat{T}, \hat{t}_0)$ sont corrélés de manière complexe. Pour $\hat{t}_0 = t_0$ par exemple, on s'attend à ce que des pics secondaires soient présents aux périodes dans un rapport rationnel avec T . S'ils « sortent du bruit », ces pics « harmoniques » fourniront une confirmation précieuse du pic principal. Jenkins et al. (2002a) ont proposé de fabriquer un grand nombre de courbes de lumière ne comportant que du bruit et de leur appliquer le filtrage adapté. La plus grande corrélation obtenue fixe le seuil de détection. J'ai encadré sur ce sujet deux élèves-ingénieurs de Sup'Optique dont le travail doit encore être poursuivi.

4.4.3 Autres méthodes

Dans ce qui suit, il n'est pas question de faire une revue détaillée de la littérature existante, mais plutôt de donner au lecteur quelques points de repère. On pourra se reporter avec profit à la thèse de doctorat de Céline Defaÿ (2001) pour une discussion approfondie sur les algorithmes de détection.

Moindres carrés

L'algorithme de Kovács et al. (2002) consiste dans un premier temps à replier les données sur une période d'essai, puis à ajuster une fonction porte inversée ou « encoche » sur les données par la méthode des moindres carrés. Avec nos notations, les 5 paramètres considérés sont T , $q \stackrel{\text{déf.}}{=} \tau/T$, t_0 , $H \stackrel{\text{déf.}}{=} F_{\star}$ (niveau haut) et $L \stackrel{\text{déf.}}{=} (1 - \varepsilon)F_{\star}$ (niveau bas). Ils montrent qu'en ramenant le signal autour de zéro, il ne reste que 4 paramètres à ajuster : T , q , t_0 , et $H = -Lq/(1 - q)$. De même que pour le filtrage adapté, il s'agit d'un outil de détection seulement : les effets du second ordre qui déterminent la forme réelle d'un transit individuel (§4.2) sont ignorés. Cet outil a démontré son efficacité dans le traitement des données du relevé OGLE, en améliorant le nombre de candidats de 30 % par rapport à une méthode par intercorrélations.

Approche Bayésienne

On attribue aux paramètres les valeurs qui maximisent la *vraisemblance* des mesures dans le cadre du modèle choisi. Aigrain et Favata (2002) estiment ainsi les paramètres T , τ et t_0 , tandis

que dans l'approche Defaÿ (2001), le signal de transit est développé en une série de Fourier tronquée au septième terme (avec la période, cela fait donc 15 paramètres à estimer). Cette dernière méthode est performante pour la reconstruction de la forme des transits individuels à haut S/B, mais moins pour la détection pure puisqu'elle fonctionne dans l'espace de Fourier (§4.4.1).

Transformation en ondelettes

Dans l'analyse en ondelettes, les signaux sont décomposés sur une base dont les fonctions sont des répliques translatées et dilatées d'une même fonction d'extension temporelle finie, appelée *ondelette-mère*. À l'analyse de Fourier qui s'effectue dans l'espace des fréquences, on substitue une analyse *temps-échelle*. Cette dernière est mieux adaptée aux transits que l'analyse de Fourier car les signaux recherchés sont bien localisés en temps comme on l'a vu. Les variations rapides du signal, comme les phases d'immersion et d'émersion, se retrouvent dans les coefficients d'ondelettes très peu dilatées, tandis que l'énergie correspondant aux variations plus lentes, comme la forme générale rectangulaire, se retrouve aux plus grandes échelles. Il existe une *transformation en ondelettes rapide* reposant sur l'utilisation de filtres numériques réglés à l'échantillonnage critique. Jenkins (2002b) en propose une version adaptée à la problématique des transits.

Comparaison des performances

Quelle méthode choisir? Plusieurs groupes ont entrepris de programmer les différents algorithmes pour les comparer entre eux. Des éléments de réponse se trouvent dans l'article de Tingley (2003) : en terme de détection pure, les performances du filtrage adapté et de la méthode des moindres carrés sont très semblables, et significativement meilleures que celles de l'approche bayésienne dans l'espace de Fourier. Le lecteur ne doit pas être surpris de ce résultat. À performances égales, c'est bien sûr la rapidité de calcul (encore à chiffrer) qui dictera le choix de l'algorithme.

4.5 Variabilités solaire et stellaire

4.5.1 Causes de la variabilité

Lorsqu'on cherche à détecter des transits dans une courbe de lumière, il ne s'agit pas seulement de lutter contre la somme du bruit quantique¹⁵ et des bruits instrumentaux. En effet, l'intensité lumineuse instantanée émise par une étoile fluctue en raison d'un ensemble de processus physiques complexes qui dépendent à la fois de l'âge de l'étoile et de sa position sur le diagramme HR. Pour le Soleil et ses sœurs de la série principale, cette variabilité est une conséquence de leur activité magnétique induite par la rotation et la convection interne. À la surface du Soleil, cela se traduit par l'apparition temporaire de *taches*, de *facules* et d'éruptions de toutes sortes. Tandis que les taches sont des zones froides et donc sombres, les facules sont plus

15. J'utiliserai cette expression de préférence à celle de « bruit de photons » car le signal numérisé est porté par des photo-électrons.

brillantes que le disque d'environ 10 %. Le mouvement de rotation qui les fait apparaître puis disparaître à la vue de l'observateur induit dans l'intensité intégrée des fluctuations dont l'importance varie au cours du cycle solaire (Fig. 4.7). L'intensité moyenne augmente avec l'activité car le gain de luminosité dû aux facules est en moyenne supérieur à la perte due aux taches.

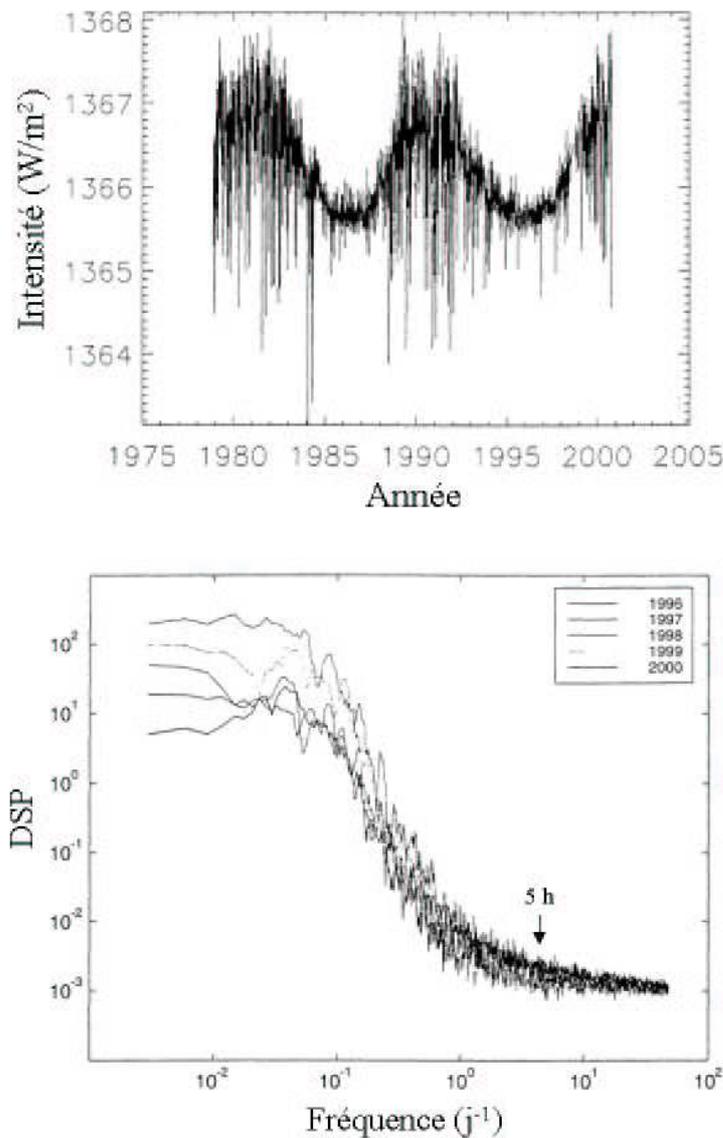


Fig. 4.7 – En haut : intensité solaire au cours du temps. Le cycle de 11 ans apparaît très clairement. En bas : spectres de l'intensité solaire mesurée par SOHO/DIARAD et calculés pour différentes années. Adapté de Batalha et al. (2002).

Par bonheur pour le chercheur d'exoplanètes, l'essentiel de la puissance des fluctuations solaires se trouve à des périodes supérieures à 10 jours (Fig. 4.7) ; ce sont les échelles temporelles liées à la rotation des groupes de taches et au cycle solaire à encore plus longue période. À la période des transits, 3–15 h ou $1,6\text{--}8 \text{ j}^{-1}$, on pense que la variabilité trouve son origine

dans les phénomènes causés par la convection, comme la *granulation* et la *supergranulation*. Étonnamment, la puissance à ces périodes semble constante au cours du cycle, ce qui pourrait s'expliquer si des structures en surbrillance, comme celles que l'on observe en bordure de supergranules sur les images de SOHO/MDI, y contribuent de manière importante lors de leur passage au limbe. En effet, elles se détachent alors significativement sur la photosphère pendant un temps comparable à celui des transits, ce qui constitue un phénomène indépendant de l'activité solaire globale, pourvu que leur nombre reste à peu près constant au cours du cycle.

4.5.2 Modèle de bruit de variabilité

Afin de disposer d'un modèle de variabilité horaire, j'ai calculé l'écart-type d'une courbe de lumière solaire après filtrage passe-haut. Le filtre est adapté à la durée τ du transit cherché. La courbe de lumière est une série de mesures de l'intensité bolométrique du Soleil pour la période du 01/06/99 au 27/11/99, obtenue par l'expérience VIRGO à bord du satellite SOHO (Fröhlich et al., 1997). Cette séquence de 179 j, située dans la partie croissante du cycle à deux ans du maximum, est représentative d'un Soleil plutôt actif.

Le filtrage passe-haut est effectué très simplement dans l'espace direct en soustrayant à la courbe de lumière sa partie basse fréquence (BF). Le signal BF résulte d'une convolution par une fenêtre de Hanning dix fois plus longue que le transit (un autre choix de fenêtre d'apodisation est tout à fait possible). Mathématiquement,

$$H(t) = \begin{cases} 0,5 [1 + \cos(\pi t/t_m)], & |t| \leq t_m \\ 0, & |t| > t_m, \end{cases} \quad \text{avec } t_m = 10 \tau. \quad (4.16)$$

Le lecteur trouvera dans la table 4.1 les valeurs de l'écart-type σ_{\odot} du bruit de variabilité (50–100 ppm) pour quelques valeurs de τ . D'après les spécifications de VIRGO, la part du bruit instrumental dans ces chiffres est négligeable¹⁶.

τ (h)	σ_{\odot} (ppm)
3	50
5	60
10	80
15	100

T . 4.1 – Écart-type de la variabilité solaire après filtrage passe-haut. Le gabarit du filtre est adapté à la durée du transit cherché.

Je ne prétends pas avoir proposé ici la méthode de filtrage optimale qu'il s'agirait de mettre en œuvre lors d'un traitement de données réelles. La largeur de la fenêtre de Hanning a été ajustée de telle sorte que le bruit soit significativement réduit sans pour autant déformer le signal de transit de manière importante (Fig. 4.8). Si l'on souhaitait conserver ce filtrage, il faudrait optimiser le choix de t_m en fonction du S/B, et prendre en compte la déformation du signal de transit. Cela se ferait simplement en corrélant les courbes de lumière avec un motif périodique carré ayant subi le même filtrage passe-haut.

16. C'est un bruit blanc de densité spectrale de puissance $< 0,4 \text{ ppm}^2/\mu\text{Hz}$.

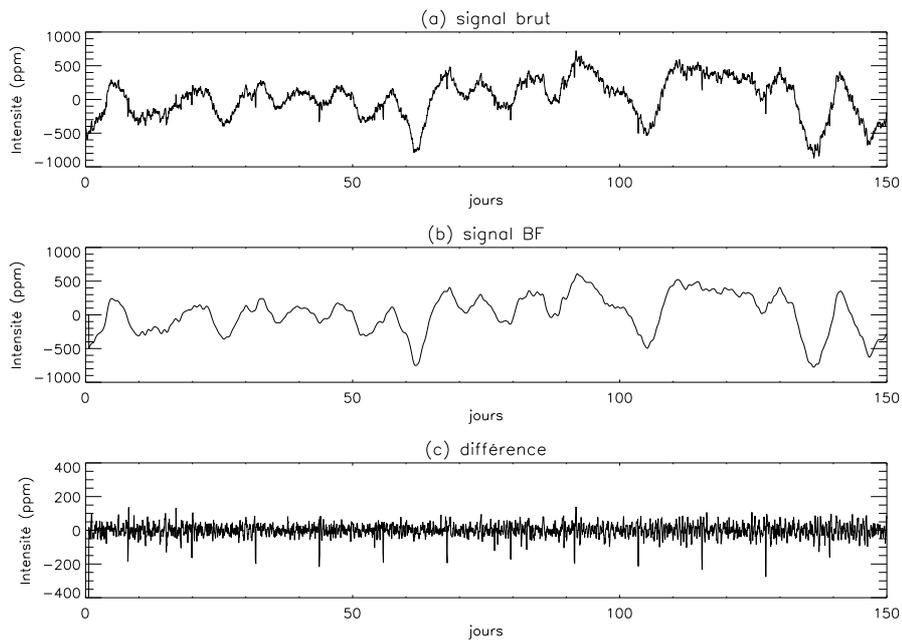


Fig. 4.8 – Pré-traitement d'une courbe de lumière visant à réduire le bruit de variabilité stellaire. La figure (a) représente le signal brut dans lequel j'ai inclus des transits de durée 3 h, de période 12 j et de profondeur 200 ppm. Sur la figure (b), on peut voir la courbe (a) convoluée avec une fenêtre de Hanning de durée 30 h. Enfin, la soustraction des deux fait clairement apparaître les transits sur la figure (c). Le signal brut correspond à la série de mesures obtenues sur le Soleil avec l'instrument VIRGO du 01/06/99 au 28/10/99.

4.5.3 Extrapolation aux autres étoiles

Il est difficile d'extrapoler notre connaissance du Soleil aux autres étoiles. D'après les relevés de raies d'émission chromosphérique, les raies H et K du Ca II, le Soleil serait typique des vieilles étoiles G de la série principale, réputées inactives (Baliunas et al., 1995, par ex.). D'après des relevés photométriques, il serait plutôt deux à trois fois plus calme que la moyenne. La vitesse de rotation des étoiles fournit un précieux indicateur de leur variabilité car l'activité magnétique lui est très liée. Comme la vitesse de rotation diminue avec le temps, les vieilles étoiles feraient les meilleures cibles. Cependant, comme le lecteur l'aura compris, il importe d'extrapoler la variabilité à l'échelle de quelques heures qui n'est pas forcément corrélée à l'activité globale. Comme il n'existe pas d'indicateur de variabilité à l'échelle horaire, on en est réduit à des conjectures.

Dans le cadre d'un article commun soumis à *Astron. & Astrophys.*, Andrew Collier Cameron de l'université de Saint-Andrews a proposé le raisonnement qui suit. Supposons que la variabilité horaire soit bien le résultat du passage au limbe de n structures en surbrillance, et modélisons les fluctuations d'intensité par un bruit de Poisson d'écart-type $\sqrt{n}i$, où i est l'intensité moyenne d'une structure unique. L'écart-type de la variabilité horaire est alors $\sigma_{\star} = \sqrt{n}(i/I_{\star})$, où I_{\star} est l'intensité stellaire totale. On distingue ensuite trois cas « par ordre croissant de pessimisme » :

1. $n = n_{\odot}$ et $i \propto I_{\star}$, alors $\sigma_{\star} = \sigma_{\odot}$ quel que soit le type spectral ;
2. $n = n_{\odot}$ et $i = i_{\odot}$, alors $\sigma_{\star} = (I_{\odot}/I_{\star}) \sigma_{\odot}$;
3. L'intensité de l'ensemble des structures brillantes est proportionnelle à l'intensité des raies H et K du Ca émises dans la chromosphère (l'indicateur habituel d'activité stellaire) : $ni \propto I_{\text{HK}} - I_{\text{phot}}$, où I_{HK} est l'intensité totale dans les deux raies et I_{phot} la partie émise par la photosphère. En posant

$$R'_{\text{HK}} \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{I_{\text{HK}} - I_{\text{phot}}}{\sigma T_{\text{eff}}^4}, \quad \text{on obtient} \quad \sigma_{\star} = \left(\frac{R'_{\text{HK}} I_{\odot}}{R'_{\text{HK},\odot} I_{\star}} \right)^{1/2} \sigma_{\odot}. \quad (4.17)$$

On peut enfin évaluer R'_{HK} en fonction du type spectrale à partir de la figure 2 de l'article de Noyes et al. (1984).

J'ai rassemblé dans la table 4.2 les valeurs de l'écart-type du bruit de variabilité en fonction du type spectral pour les deux dernières hypothèses.

$\sigma_{\star}/\sigma_{\odot}$	hyp. 2	hyp. 3
G2	1,0	1,0
G5	1,3	1,2
K0	2,5	2,0
K5	6,3	3,5
M0	16	6,0

TABLEAU 4.2 – Variabilité horaire rapportée à celle du Soleil pour les hypothèses 2 et 3 explicitées dans le texte.

5

Prédiction des performances de la mission COROT

Les considérations que j'ai développées au chapitre précédent vont trouver ici leur application dans le cadre de la mission spatiale COROT. Après en avoir décrit les principales caractéristiques, je montrerai comment, sous certaines hypothèses, on peut en estimer les performances en terme de détection d'exoplanètes. J'étudierai ensuite la distribution des planètes détectées en fonction du type spectral et de la magnitude de l'étoile-mère. Enfin, j'examinerai les conséquences de la sous-estimation de la variabilité stellaire, ainsi que de l'augmentation de l'encombrement des champs avec la magnitude.

5.1 La mission COROT

COROT (Convection, rotation et transits planétaires) est une petite mission du CNES d'un coût global d'environ 63 M€. Plusieurs laboratoires français sont impliqués : principalement le LESIA à l'observatoire de Paris, le Laboratoire d'astrophysique spatiale (LAM) à Marseille, l'Institut d'astrophysique spatiale (IAS) à Orsay et l'observatoire Midi-Pyrénées à Toulouse. Le projet a été rejoint par plusieurs pays européens (Allemagne, Autriche, Belgique et Espagne) et par l'Agence spatiale européenne (ESA).

Au moyen d'un photomètre à très haute précision relative et à grand champ (7 deg^2), COROT vise un double objectif scientifique : (i) la mesure des pulsations d'un petit nombre d'étoiles (sismologie stellaire) et (ii) la détection de nombreux transits de planètes extrasolaires. Le photomètre est constitué d'un télescope hors-axe de 27 cm de diamètre sans obstruction centrale, d'un objectif dioptrique (6 lentilles), et d'un détecteur comprenant quatre matrices CCD¹⁷ de 2048×2048 pixels refroidies à -40 °C . Les CCD sont amincis, éclairés par l'arrière et à transfert de trame. Ils sont disposés en carré dans le bloc focal et chaque programme se voit attribuer deux d'entre-eux ; le champ de vue de la « voie exoplanètes » est ainsi de $3,5 \text{ deg}^2$. Compte-tenu de la réponse spectrale des CCD et de la transmission des optiques, la bande utile de l'instrument est 400–950 nm.

COROT sera monté sur une plate-forme Proteus qui assurera une précision efficace¹⁸ de

17. *Charge-Coupled Device* ou dispositif à transfert de charges en français.

18. Par valeur efficace, on entend la racine carrée de la moyenne du carré.

pointage d'environ $0,2''$ grâce à une rétroaction utilisant les mesures photométriques. L'orbite du satellite sera pseudo-polaire et quasi-inertielle à une altitude d'environ 900 km. Le télescope sera protégé de la lumière parasite de la Terre et du Soleil par un baffle à haute performance. La mission est prévue pour durer deux ans et demi au cours desquels cinq champs seront observés continûment pendant 150 j. Après une période de 150 j, le satellite doit se retourner pour ne pas risquer un « aveuglement » par le Soleil. La direction visée sera alternativement proche du centre galactique (coordonnées galactiques $l_{II} = 35^\circ$, $b_{II} = 0^\circ$) ou diamétralement opposée ($l_{II} = 210^\circ$, $b_{II} = 0^\circ$). Pendant les phases de retournement, dix programmes additionnels d'une durée de 20 j pourront être menés.

Ce qui suit concerne plus spécifiquement le programme « exoplanètes ». Les champs visés comportent une grande densité d'étoiles parmi lesquelles, on pourra choisir jusqu'à 12 000 cibles de magnitude $V=11$ à $16,5$. La tache image de chaque étoile est un mini-spectre formé par un bi-prisme inséré dans le trajet optique à l'intérieur du bloc focal (Fig. 5.1). Le flux

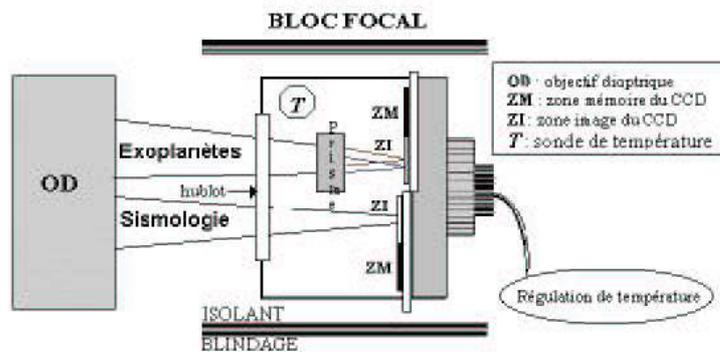


Fig. 5.1 – Bloc focal du satellite COROT : dans le faisceau « exoplanètes » est inséré un bi-prisme ayant pour fonction de former pour chaque étoile des mini-spectres sur l'axe.

de chaque étoile est mesuré en sommant les contributions d'un ensemble de pixels contigus appelé *masque*. La taille et la forme du masque sont ajustées en fonction de la magnitude (et éventuellement de l'environnement) de l'étoile : 100–105 pix pour $V=11-12$, 80–90 pix pour $V=13-14$, et 40–50 pix à partir de $V=15$. Pour les étoiles de magnitude 14 et en dessous, les masques comprennent suffisamment de pixels pour qu'on puisse définir trois canaux spectraux, appelés *rouge*, *vert* et *bleu* par ordre décroissant de longueur d'onde (Fig. 5.2). Pendant une pose élémentaire de 32 s, le rouge reçoit à peu près 40 % des photons et le bleu 30 %. Cette information en trois couleurs est une grande originalité de COROT ; elle fournira un outil de diagnostic précieux pour l'analyse des événements ambigus (§5.3.3 et 6.3).

Afin de limiter la quantité de données à transmettre au sol, (i) les poses individuelles sont sommées à bord par paquets de 16 (8,5 min), (ii) pour une étoile donnée, on n'a accès qu'à l'intensité totale dans chacun des trois canaux colorés (ou à défaut dans tout le masque), non pas à celle dans chacun des pixels. Pour les événements à haut S/B, il sera possible de transmettre les mesures aussi fréquemment que toutes les 32 s. En outre, il est prévu de synchroniser le temps de pose avec la période orbitale, de façon à ce que l'effet des fluctuations thermiques dues aux éclipses de Soleil puisse s'annuler au 1^{er} ordre en additionnant toutes les poses effectuées pendant une orbite donnée.

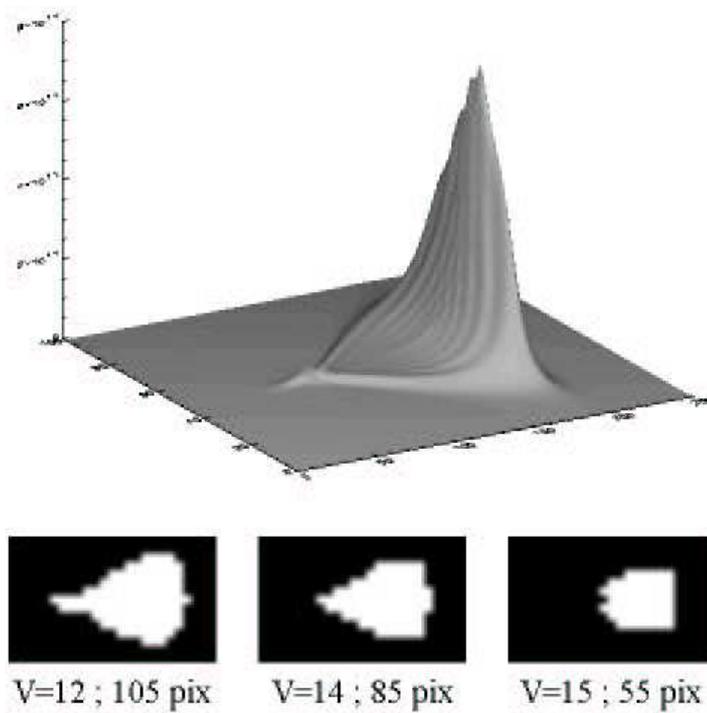


Fig. 5.2 – En haut : tache image (ou fonction d'étalement du point) formée par le bi-prisme de la voie « exoplanètes » (version 14 de l'optique). La longueur d'onde croît de gauche à droite : le plateau recouvre la partie bleue du spectre, tandis que le pic se situe dans sa partie rouge. En bas : formes et tailles de différents masques en fonction de la magnitude.

5.2 Performances escomptées

Sur la proposition de Daniel Rouan du LESIA, j'ai entrepris en mars 1999 une étude des performances de COROT en m'appuyant sur un premier travail n'incluant que le bruit quantique (Rouan et al., 1999). Menée en collaboration avec Daniel Rouan et Alain Léger de l'IAS, mon étude a consisté en la mise en œuvre sur un champ d'étoiles simulé de la détection de transits par filtrage adapté (§4.4.2). J'ai cherché notamment (i) à affiner les premières estimations du nombre de planètes détectables par COROT, (ii) à améliorer la stratégie du choix des cibles en fonction de leur magnitude et de leur type spectral, et (iii) à identifier et chiffrer les effets amoindrissant l'efficacité de détection. Dans cette section, je décris la synthèse d'un champ d'étoiles réaliste, la procédure de simulation, puis j'en présente et discute les résultats.

5.2.1 Champ d'étoiles synthétique

Afin d'obtenir une distribution d'étoiles qui soit typique d'un champ observé par COROT, j'ai interrogé le modèle de population galactique développé à l'observatoire de Besançon¹⁹ par Robin et Crézé (1986). Ce modèle fournit le nombre d'étoiles par intervalle de magnitude et de type spectral dans un champ spécifié par son angle solide et ses coordonnées galactiques. On peut en outre faire une sélection par type d'étoile, magnitude absolue et âge.

Les caractéristiques du champ synthétique (BES210) que j'ai employé pour toutes mes simulations sont résumées dans la table 5.1. J'ai privilégié le champ à l'opposé du centre galactique car le nombre d'étoiles y semble bien en accord avec les décomptes sur le ciel pour la valeur par défaut de l'extinction interstellaire, $A_V = 0,7$ mag/kpc. Dans la direction du centre galactique, cette valeur ne convient pas ; j'aurai alors pu ajuster A_V pour forcer l'accord avec les décomptes, mais la méthode m'a paru trop incertaine.

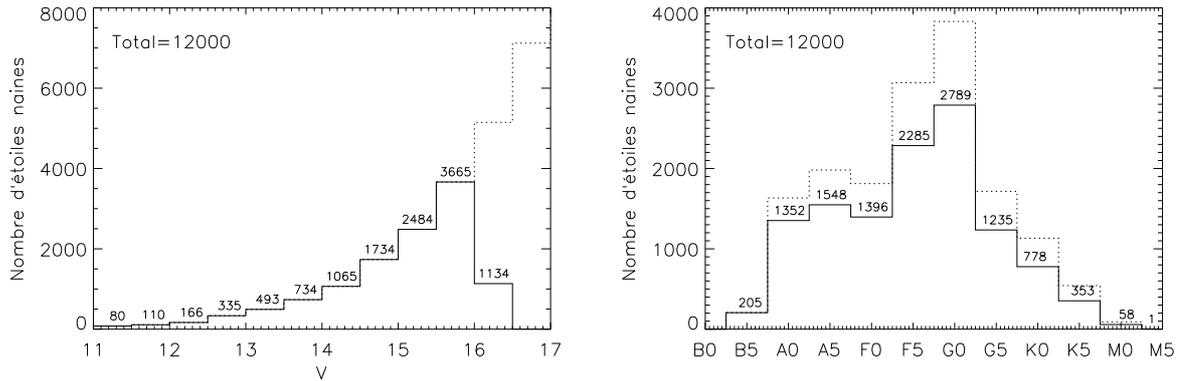
référence	BES210
coordonnées galactiques	$(l_{II}, b_{II}) = (210^\circ, 0^\circ)$
angle solide	3,5 deg ²
magnitude V	11–16,5
résolution en magnitude	0,5
extinction interstellaire	$A_V = 0,7$ mag/kpc
classe de luminosité	V
type spectral	B0–M5
résolution en type sp.	4 sous-classes par type [†]

TABLE 5.1 – Caractéristiques du champ synthétique BES210 produit par le modèle galactique de Besançon. (†) Par exemple, G1 correspond à l'intervalle G0–G2.

Le nombre de naines dans BES210 suit une progression quasi géométrique de raison 2,0–2,5 par magnitude. Les capacités de la mémoire embarquée imposent d'en choisir un maximum de 12 000 sur les 16 000 plus brillantes que $V=16,5$ (Fig. 5.3). Par défaut, j'ai choisi les étoiles les plus brillantes en n'oubliant pas que ce choix pourra être modifié au vu des résultats. À droite de la sélection en magnitude, la figure 5.3 montre la sélection en type spectral en comparaison de la

19. <http://www.obs-besancon.fr/modele/modele.html>

distribution initiale. On note que les naines F5–G0 sont les plus nombreuses. Il est bien entendu que le champ réel comporte des étoiles de toutes les classes de luminosité (I–VII). Bien qu’on connaisse un petit nombre de planètes autour d’étoiles géantes (III) grâce à la vélocimétrie radiale, ce sont des cibles difficiles pour la photométrie du fait que $\varepsilon \propto R_{\star}^{-2}$ (Éq. 4.1). Par exemple, une planète jovienne autour d’une géante G5 donne le même signal qu’une planète terrestre autour d’une étoile solaire ($\varepsilon \sim 10^{-4}$). Pour ces simulations, toutes les cibles seront donc choisies parmi les étoiles naines.



F . 5.3 – En trait pointillé : répartition des étoiles naines par intervalle de magnitude (à gauche) et par intervalle de type spectral (à droite) dans le champ synthétisé par le modèle galactique de Besançon. En trait continu : sélection des 12 000 étoiles les plus brillantes.

5.2.2 Procédure de simulation

Hypothèses

Dans ce qui suit, je suppose que COROT observe cinq champs de mêmes caractéristiques statistiques que BES210 pendant 150 j chacun. Tous les résultats seront donc donnés pour l’ensemble de la mission (60 000 courbes de lumière au maximum), en supposant pour simplifier que toutes les étoiles possèdent une planète du type considéré (rayon & période) sur une orbite circulaire, et que le paramètre d’impact vaut $p = 0,5$.

Résumé

Pour un type de planète donné (rayon & période) autour d’une étoile d’un type spectral donné, on calcule la magnitude limite V_{lim} correspondant au seuil de détection en S/B (Éq. 4.15). Toutes les planètes en orbite autour d’étoiles de magnitude $V \leq V_{\text{lim}}$ sont donc détectables *a priori*. On obtient le nombre de ces étoiles par interpolation dans le tableau du nombre cumulé d’étoiles en fonction de la magnitude dérivé de BES210. À ce stade, il faut satisfaire aux conditions d’observation de transits : le nombre de planètes se déduit du nombre d’étoiles par multiplication par la probabilité géométrique de transit (Éq. 4.4), et par la probabilité d’observer au moins trois transits compte-tenu de la période de révolution (Éq. 5.5). Éventuellement, on multiplie encore par une probabilité d’existence associée à ce type de planète. On peut ensuite

sommer sur tous les types spectraux, avant de recommencer avec une autre période et/ou un autre rayon pour explorer les différentes situations.

Formalisme

Soit une planète de rayon R_p et de période T en orbite autour d'une étoile de type spectral Sp. Pendant la durée d'observation, ses transits devant son étoile se signalent par k baisses relatives de flux de profondeur ε . Pour calculer le seuil de détection en S/B par filtrage adapté (§4.4.2), il faut un modèle de bruit. Le bruit total est la somme des contributions des sources suivantes :

- le bruit quantique d'écart-type $\sigma_q = \sqrt{N_e}$, où N_e est le nombre de photo-électrons reçus pendant la durée τ du transit. Ce nombre dépend de la magnitude de l'étoile et de son type spectral. Il se calcule à partir des caractéristiques de l'instrument (surface collectrice, transmission en longueur d'onde) et suit une statistique de Poisson ;
- le bruit de variabilité stellaire (§4.5.2) d'écart-type $\sigma_\star = \sigma_\odot$ (Tab. 4.1) ;
- le bruit de fond dont l'essentiel provient de la lumière zodiacale. Son écart-type est estimé à $\sigma_F = 16 \text{ e}^- \text{ s}^{-1} \text{ pix}^{-1}$;
- le bruit de la chaîne de lecture des CCD d'écart-type $\sigma_L = 12 \text{ e}^- \text{ s}^{-1} \text{ pix}^{-1}$;
- le bruit de gigue : les légers déplacements du télescope autour de la consigne de pointage induisent une variation de flux à l'intérieur des masques. D'après Ollivier (2002), l'écart-type du bruit de gigue s'élève à environ 40 % du bruit quantique, soit $\sigma_g \simeq 0,4 \sigma_q$.

Tous ces bruits étant indépendants, la condition exprimée par l'équation (4.15) se réécrit

$$(S/B)_{\max} = \frac{\sqrt{k} \varepsilon N_e}{\sqrt{(1 + 0,4^2) N_e + (N_e \sigma_\star)^2 + n_{\text{pix}} (\sigma_F^2 + \sigma_L^2)}} \geq \beta, \quad (5.1)$$

où n_{pix} est le nombre de pixels contenus dans le masque. Cette inéquation n'admet de solution physiquement acceptable que si

$$\varepsilon \geq \frac{\beta}{\sqrt{k}} \sigma_\star, \quad (5.2)$$

ce qui implique une limite fondamentale de détectabilité liée à la variabilité stellaire. Si cette condition est satisfaite, la résolution de (5.1) fournit le nombre minimal de photo-électrons nécessaires²⁰

$$N_e^{\min} = \frac{1,16 \kappa + \sqrt{(1,16 \kappa)^2 + 4 \kappa n_{\text{pix}} (\sigma_F^2 + \sigma_L^2) (\varepsilon^2 - \kappa \sigma_\star^2)}}{2 (\varepsilon^2 - \kappa \sigma_\star^2)} \quad \text{avec} \quad \kappa \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{\beta^2}{k}. \quad (5.3)$$

En terme de magnitude limite, cela donne

$$V_{\text{lim}} = 2,5 \log \left(\frac{A D_T^2 \tau}{N_e^{\min}} \right), \quad (5.4)$$

où A est une constante qui dépend de Sp et D_T est le diamètre du télescope.

20. Comme le lecteur pourra le vérifier, il n'y a qu'une seule solution positive.

À partir de BES210, j'ai fabriqué les courbes donnant $n_{\star}(\text{Sp}; V)$, c'est-à-dire le nombre cumulé d'étoiles du type Sp jusqu'à la magnitude V. D'après ce qui précède, le nombre d'étoiles possédant des planètes détectables *a priori* est $n_{\star}(\text{Sp}; V_{\text{lim}})$. Encore faut-il que l'orientation de l'orbite soit correcte et que la période soit suffisamment courte pour qu'on puisse observer au moins trois transits (critère de répétitivité). À la première condition est associée la probabilité géométrique p_g (Éq. 4.4), tandis qu'à la seconde est associée une probabilité notée p_3 . J'ai calculé que pour une mission de durée D et une période de révolution T , cette dernière probabilité a pour expression

$$p_3(T) = \begin{cases} 1, & T \leq D/3 \\ D/T - 2, & D/3 \leq T \leq D/2 \\ 0, & T \geq D/2. \end{cases} \quad (5.5)$$

On en déduit que le nombre de planètes de rayon R_p et de période T effectivement détectées est

$$n_p = n_{\star}(\text{Sp}; V_{\text{lim}}) \times p_g \times p_3. \quad (5.6)$$

Il ne reste plus qu'à sommer les contributions des différents types spectraux.

Procédure alternative

Il peut sembler que la procédure que je viens de décrire ne soit pas très intuitive. L'approche initialement considérée était différente : du fait que BES210 revêt essentiellement la forme d'un tableau à double entrée (nombre d'étoiles en fonction du type spectral et de la magnitude), il est possible d'appliquer le critère de détection à chaque case du tableau. Les résultats ne diffèrent pas sensiblement, mais sont affectés de discontinuités numériques désagréables en raison du saut impliqué par le passage d'une case du tableau à la suivante. La procédure retenue a l'avantage d'être continue vis-vis de la magnitude. La discontinuité demeure cependant pour le type spectral, ce qui m'a conduit à en doubler la résolution.

5.2.3 Courbes d'efficacité de détection

En fonction de la période

Une vue globale de l'efficacité de COROT se dégage en appliquant la procédure de simulation décrite plus haut dans un intervalle de période et pour une série de rayons planétaires. La période maximale est fixée à $T_{\text{max}} = 75$ j en raison du critère de répétitivité. Choisir la valeur minimale de la période revient à répondre à la question : jusqu'où peut-on approcher une planète de son étoile ? Ce problème a déjà été évoqué lors de la courte revue sur les Pégasides (§2.4.1). Pour ce type de planète, il semble que $a_{\text{min}} \simeq 0,03$ UA (Tab. 2.1) soit $T \simeq 2$ j, et c'est cette valeur que j'ai retenue. Il est fort possible que des planètes constituées de matériaux réfractaires (du type de Mercure par exemple), ou des noyaux de planètes géantes « épluchées » par le rayonnement stellaire, existent à encore plus courte période. C'est COROT qui nous l'apprendra, et en attendant je resterai réservé sur ce point.

Au sein de la zone $[T_{\text{min}}, T_{\text{max}}]$, j'ai représenté le nombre total de détections en fonction de la période pour différentes valeurs de R_p (Fig. 5.4). L'examen de cette figure appelle plusieurs

commentaires :

- le nombre de détection croît très vite avec $1/T$. La raison en est bien sûr la diminution du seuil de détection avec l'augmentation du nombre de transits ;
- toutes les courbes subissent une inflexion marquée à partir de $T = 50$ j. On doit y voir l'effet du facteur p_3 qui annule progressivement le nombre de détections ;
- *des planètes de la taille de la Terre sont détectables* pourvu qu'elles accomplissent leur révolution en moins de 15 j. Il s'agirait donc de planètes telluriques « chaudes » dont l'existence reste spéculative²¹. Toutefois, cette possibilité mérite l'attention du lecteur ;
- on n'a pas représenté de courbes pour des rayons $R_p > 10 R_\oplus$ car le nombre de détections tend alors à saturer (avec un rayon de $10 R_\oplus$, le signal est suffisant pour que toutes les planètes soient détectées). Par ailleurs, on sait que le rayon n'augmente plus que faiblement avec la masse pour les planètes de la taille de Jupiter ($11,2 R_\oplus$) et au-delà (§2.1).

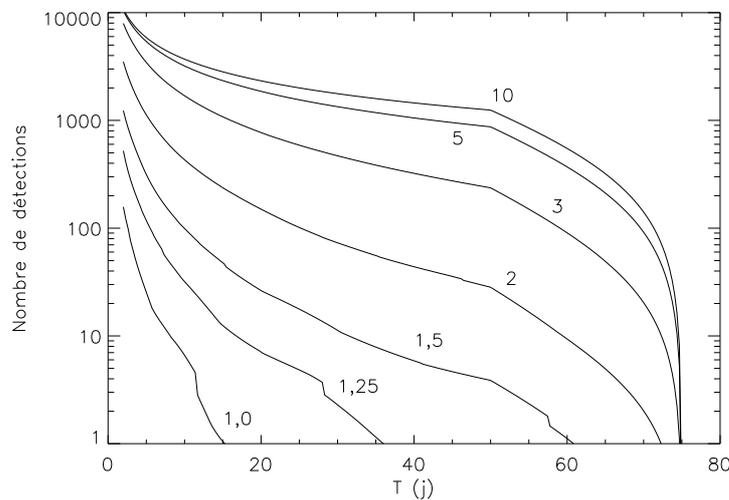


Fig. 5.4 – Nombre de détections attendues pour COROT en fonction de la période orbitale. Les courbes sont paramétrées par le rayon R_p de la planète exprimé en rayons terrestres. Cette figure s'utilise en supposant que toutes les étoiles observées ont une planète de rayon R_p à la période T .

En fonction de la distance

J'ai effectué le même travail en fonction du demi-grand axe de l'orbite (Fig. 5.5). Suivant la masse de l'étoile-mère, l'intervalle de période $[T_{\min}, T_{\max}]$ correspond à un intervalle $[a_{\min}, a_{\max}]$ plus ou moins étendu. Sur ce point, j'ai choisi de fixer une valeur minimale de 0,03 UA commune à tous les types spectraux, tandis que la valeur maximale peut être lue dans la table 5.2. On retrouve des caractéristiques générales similaires à celles de la figure 5.4 : croissance rapide du nombre de détection avec $1/a$ et présence d'une inflexion due au facteur p_3 . La distance maximale utile correspond *grosso modo* aux étoiles B5 qui ne fournissent que peu de détections compte-tenu de leur petit nombre (Fig. 5.3).

Sp	M_{\star} (M_{\odot})	a_{\max} (UA)
B5	5,9	0,63
A0	2,9	0,50
F0	1,6	0,41
G2	1,0	0,35
K0	0,8	0,32
M0	0,5	0,28

Fig. 5.2 – Distance orbitale maximale accessible à COROT en fonction du type spectral de l'étoile-mère.

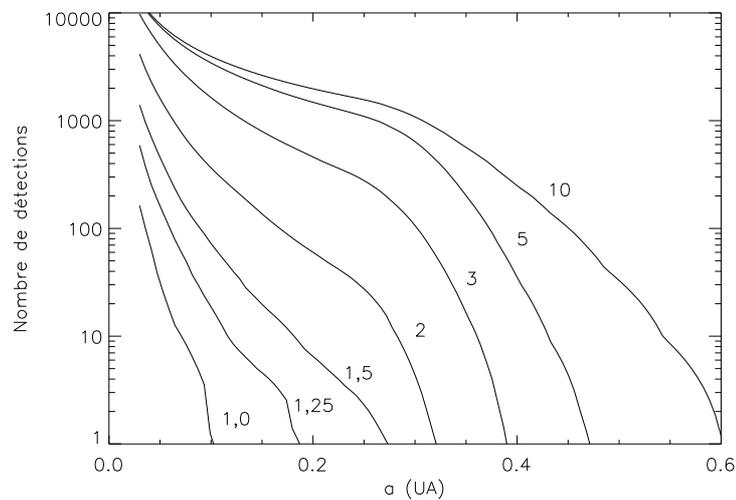


Fig. 5.5 – Nombre de détections attendues pour COROT en fonction du demi-grand axe de l'orbite. Les courbes sont paramétrées par le rayon R_p de la planète exprimé en rayons terrestres. Cette figure s'utilise en supposant que toutes les étoiles observées ont une planète de rayon R_p à la distance a .

Donnons un exemple d'utilisation de cette figure : si toutes les étoiles avaient une Pégaside de rayon $\geq 10 R_{\oplus}$ à 0,05 UA, on voit que COROT en détecterait $\sim 10\,000$ (du même ordre de grandeur que le produit des 60 000 étoiles par une probabilité de transit de 10 %). Comment obtenir un chiffre plus réaliste ? Grâce à la vélocimétrie radiale, on connaît à ce jour 17 Pégasides (Tab. 2.1) pour un échantillon d'environ 2000 étoiles (Marcy et al., 2003), ce qui fait une probabilité de $\simeq 1\%$. *C'est donc plus vraisemblablement une centaine de Pégasides qu'il faut espérer.*

En fonction de la température (notion de distance orbitale réduite)

Dans une optique bioastronomique²², il est intéressant de se demander combien de planètes COROT serait en mesure de détecter dans la *zone habitable*. La zone habitable (ZH) est conventionnellement définie par l'intervalle de distance orbitale au sein duquel l'eau peut exister sous forme liquide (Kasting et al., 1993). C'est une vision certainement simpliste mais qui a l'avantage d'être opérationnelle. Dans le cadre du modèle géostatique de Franck et al. (2000), la ZH autour d'une étoile G2 aurait une largeur d'environ 0,2 UA ; son bord intérieur reculerait progressivement de 0,8 à 1,0 UA, du fait de l'augmentation de la luminosité de l'étoile au cours du temps. Leur modèle géodynamique prévoit quant à lui une évolution plus importante de la ZH, avec une plus grande extension initiale (0,8–1,8 UA) suivie d'un rétrécissement plus marqué.

Afin de se ramener au cas solaire pour exploiter ces résultats, on introduit la *distance orbitale réduite* définie par

$$a_r \stackrel{\text{déf.}}{=} a \sqrt{\frac{L_{\odot}}{L_{\star}}} = a \frac{R_{\odot}}{R_{\star}} \left(\frac{T_{\odot}}{T_{\star}} \right)^2, \quad (5.7)$$

où L désigne la luminosité et T est ici la température effective. Ainsi, une planète à la distance $a_r = 1$ UA autour d'une étoile quelconque en reçoit autant de lumière que la Terre du Soleil. De manière équivalente, on peut utiliser comme échelle de distance la température effective de la planète

$$T_p = \frac{278}{\sqrt{a_r}}, \quad (5.8)$$

avec T_p en kelvins et a_r en UA. Il faut préciser que cette température n'est pas égale à la température au sol de la planète, à moins que l'albédo de la planète ne soit nul et qu'il n'y ait pas d'effet de serre.

Je reprends maintenant la même démarche que précédemment. Le domaine de distance accessible à COROT est toujours limité intérieurement par $a_r^{\text{min}} = 0,03$ UA et extérieurement par le critère de répétitivité. Le calcul de a_r^{max} en fonction de S_p montre que COROT n'explorera que la ZH des étoiles plus tardives que K5 (Tab. 5.3).

J'ai tracé sur la figure 5.6 les analogues en a_r et en T_p de la figure 5.5 ; la table 5.4 regroupe une sélection de résultats sous forme numérique. Quelques commentaires à nouveau :

- les courbes pour $R_p \geq 2 R_{\oplus}$ tombent à 1 détection peu après 1 UA. On a vu que seuls les types les plus tardifs (K5–M2) contribuaient aux détections dans cette zone. Le petit

21. Pour mémoire, Mercure a une période de 88 j.

22. ou exobiologique si l'on préfère

Sp	a_r^{\max} (UA)	T_p^{\min} (K)
A0	0,07	1030
F0	0,17	670
G2	0,35	470
K0	0,48	400
K5	0,73	330
M0	1,05	270

Fig. 5.3 – Distance orbitale réduite maximale accessible à COROT en fonction du type spectral de l'étoile-mère. Dans la colonne de droite, cette distance est convertie en température effective à l'aide de la relation (5.8).

nombre de ces étoiles (Fig. 5.3) explique les ondulations visibles à grande distance réduite ou à basse température effective ;

- plus le rayon augmente et moins les courbes diffèrent entre elles. En particulier, celles pour 5 et 10 R_{\oplus} sont presque confondues. Ce sont les détections autour des étoiles chaudes et de grand rayon qui devraient séparer ces deux courbes. Or, ces détections se retrouvent confinées à moins de 0,2 UA en variable a_r , dans une zone où l'échelle logarithmique en ordonnée « écrase » les différences ;
- de même que le tracé en a_r dilate la zone froide, on peut voir que celui en T_p donne plus d'importance relative à la zone chaude.

Bien entendu, ces simulations doivent s'interpréter dans les mêmes termes statistiques que ceux discutés dans le paragraphe sur la distance orbitale vraie.

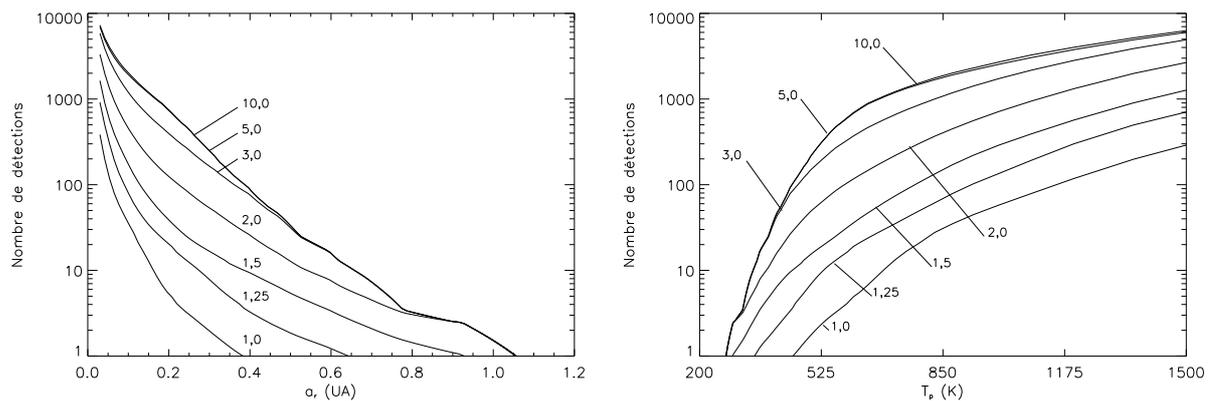


Fig. 5.6 – À gauche : nombre de détections attendues pour COROT en fonction du demi-grand axe réduit de l'orbite. Les courbes sont paramétrées par le rayon R_p de la planète exprimé en rayons terrestres. À droite : idem en fonction de la température effective de la planète. Ces figures s'utilisent en supposant que toutes les étoiles observées ont une planète de rayon R_p à la distance a_r ou à la température T_p .

a_r (UA)	T_p (K)	1 R_{\oplus}	1,5 R_{\oplus}	2 R_{\oplus}	3 R_{\oplus}	5 R_{\oplus}
0,05	1200	120	570	1320	2800	3800
0,14	750	17	90	260	750	1300
0,30	500	2	17	55	160	240
0,86	300	0	1	3	3	3
1,00	278	0	1	2	2	2

Fig. 5.4 – Nombre de détections attendues pour une sélection de tailles de planètes à différentes distances orbitales réduites ou températures effectives.

5.2.4 Nombre total de détections

Les estimations qui précèdent impliquent que toutes les étoiles aient une planète à la période ou distance considérée, ce qui n'est pas très satisfaisant physiquement. En effet, on peut admettre facilement qu'une étoile possède un cortège de planètes occupant une suite discrète de positions orbitales, mais on n'imagine pas un remplissage continu de l'espace ! Pour avoir une idée physiquement raisonnable du nombre total de détections dans la moisson de COROT, je vais supposer que *toutes les étoiles possèdent une planète de période inférieure à 75 j.* Où ces planètes ont-elles le plus de chance de se trouver ? Ce n'est pas indifférent puisque l'efficacité de détection diminue rapidement avec T (Fig. 5.4) ou a (Fig. 5.5). On est donc conduit à choisir une loi de probabilité de présence en fonction de la période orbitale, ce que j'appellerai *loi de probabilité orbitale*, avant d'effectuer une intégration sur T ou sur a .

Loi uniforme

La plus simple et la plus neutre des hypothèses pour COROT consiste à postuler que les planètes se distribuent de manière équiprobable suivant la période T . Je l'appellerai la loi U ; la densité de probabilité associée est

$$f_U(T) = \frac{1}{T_{\max} - T_{\min}} \quad \text{soit} \quad f_U(a) = \frac{3}{2} \frac{a^{1/2}}{a_{\max}^{3/2} - a_{\min}^{3/2}}. \quad (5.9)$$

On voit donc qu'une densité uniforme en période donne une densité proportionnelle à \sqrt{a} dont les frontières a_{\min} et a_{\max} s'éloignent des étoiles chaudes et se rapprochent des étoiles froides ($a \propto M_{\star}^{1/3}$). Insistons sur le fait qu'on cherche à placer une unique planète à proximité de l'étoile. Cette loi ne conviendrait pas pour un cortège planétaire. Par exemple, pour reproduire les demi-grands axes du Système Solaire qui suivent une progression à peu près géométrique²³, il faudrait une loi comportant une série de pics de probabilité.

Loi apparente

J'ai dérivé une loi apparente, baptisée loi A, de l'échantillon de planètes que nous connaissons aujourd'hui grâce à la vélocimétrie radiale (Schneider, 2003). Dans cette section, j'expose le cheminement que j'ai suivi.

23. D'après la loi de Titius-Bode (1770), la distance des planètes au Soleil en UA est $a = 0,4 + 0,3 \times 2^n$ où $n \in \{-\infty, 0, 1, \dots, 7\}$.

En vertu de l'équation (3.22), l'amplitude de la vitesse radiale est $K_1 \propto M_2 T^{-1/3}$. Par conséquent, cette méthode privilégie par nature les planètes massives à courte période, et la loi A risque d'être entachée d'un biais observationnel. La capacité de détection de la vélocimétrie dépend du nombre de périodes observées et du nombre de mesures par période. D'après Marcy et Butler (1998), si la durée d'observation est très supérieure à la période, une analyse de Fourier (§3.4.2) permet de détecter des planètes d'amplitude comparable aux erreurs de mesure. En revanche, si la durée d'observation est du même ordre de grandeur que la période, l'amplitude doit dépasser les erreurs d'un facteur 4 au moins.

Pour COROT, les planètes qui nous intéressent ont une période maximale de 75 j, c'est-à-dire environ 15 fois moins que la durée d'activité des plus récents relevés spectrométriques (Tabachnik & Tremaine, 2002, Table 1). À la date de ce travail, on en connaît 32 dont HD 16141 b qui a la plus faible amplitude, $10,8 \text{ ms}^{-1}$, et aussi la plus longue période $T = 75,8 \text{ j}$. Avec une courbe de vitesse dont la valeur efficace est 7 ms^{-1} , soit 2,5 fois les erreurs de mesure, elle est tout à fait représentative de la limite des capacités de la vélocimétrie (Marcy et al., 2000). Sa masse apparente ($M_2 \sin i$) de seulement $0,22 M_J$, juste en dessous de la masse de Saturne ($M_S = 0,30 M_J$), en fait une des plus légères planètes connues. Je m'en suis servi pour fabriquer un échantillon complet et homogène en masse apparente.

Pour éviter de biaiser la loi A en comptabilisant des planètes plus légères que HD 16141 b qui ont été détectées à plus courte période, mais qui n'auraient pas pu l'être à la période de HD 16141 b, je n'ai retenu que les 30 planètes qui vérifient le critère

$$M_2 \sin i \geq K_1^{\min} \left(\frac{T_{\max}}{2\pi G} \right)^{1/3} M_1^{2/3}, \quad (5.10)$$

avec $K_1^{\min} = 10,8 \text{ ms}^{-1}$ et $T_{\max} = 75,8 \text{ j}$. La plus petite masse apparente est alors $0,21 M_J = 0,70 M_S$. Tous ces objets rentrent donc dans la catégorie de rayon $R_p = 10 R_{\oplus}$, puisque les rayons équatoriaux de Saturne et Jupiter sont respectivement de 9,5 et 11,2 R_{\oplus} .

N'oublions pas pour finir que la procédure de sélection des étoiles-cibles en vélocimétrie induit également un biais. En effet, cette technique nécessite la présence d'un grand nombre de raies dans le spectre, et n'est donc efficace que pour les étoiles F et plus tardives. Ainsi, ce n'est pas un hasard si toutes les étoiles-mères de mon échantillon sont de type K2–F7 ($0,7\text{--}1,2 M_{\odot}$) à l'exception d'une unique étoile de type M4 ($0,3 M_{\odot}$). Les naines M, bien qu'abondantes dans le voisinage solaire, sont généralement très faibles et de ce fait difficiles à observer. Comme les étoiles plus tardives que M0 sont en nombre négligeable dans BES210 et afin de respecter une certaine cohérence, j'ai écarté les deux planètes autour de la naine M4. L'échantillon est ainsi constitué uniquement d'étoiles-mères de type solaire qui représentent 59 % des étoiles de BES210 si on inclut toute la gamme K2–F2 ($0,7\text{--}1,5 M_{\odot}$).

La figure 5.7 montre la loi A que j'ai obtenue par lissage d'un histogramme portant sur 28 planètes. Comme elle est fortement piquée à courte distance, on s'attend à ce qu'elle favorise nettement la détection de planètes par rapport à la loi U. L'accumulation de planètes aux période de 3–4 j s'explique par les processus de migration (Trilling et al., 1998, voir en particulier la Table 2). En accord avec cette théorie qui prévoit une importante perte de masse au cours de la migration vers l'étoile, Zucker et Mazeh (2002) ont montré qu'il existe un excès de planètes légères à courte période.

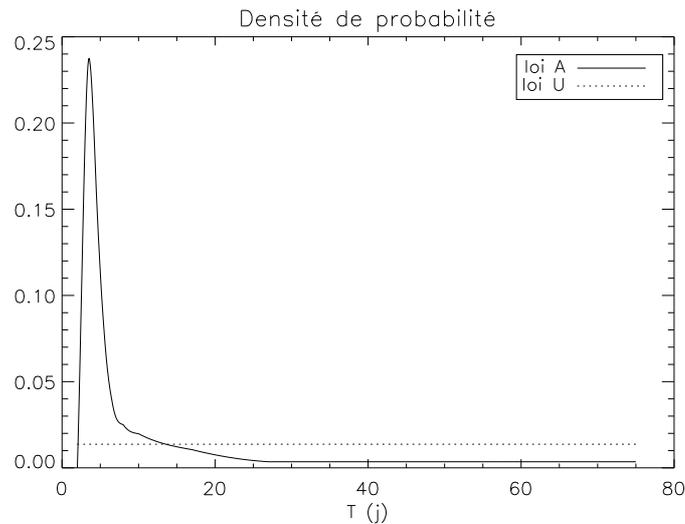


Fig. 5.7 – Densités de probabilité de la loi A (trait continu) et de la loi U pour référence (trait pointillé). Le pic à courte période traduit l’accumulation de planètes légères expliquée par le processus de migration. Figure dérivée d’un échantillon de 28 planètes de période inférieure à 75 j.

Résultats

La table 5.5 rassemble les résultats après intégration sur la période pour une sélection de rayons et pour chacune des lois de probabilité orbitale. Pour montrer la sensibilité au choix de la période minimale, j’ai aussi mené les calculs pour une loi U avec $T_{\min} = 3$ j. Comme prévu, la loi A est bien plus favorable à COROT. Face à ces chiffres, il est important de se souvenir de la normalisation à une planète par étoile. Dans le cas des planètes géantes ($R_p = 10 R_{\oplus}$), on sait que la fréquence réelle est de l’ordre de 32 planètes pour 2000 étoiles, soit environ 1,5 %. Par construction, c’est la loi A qui fournit la meilleure estimation pour ce type de planète, c’est-à-dire ≈ 75 détections. Toutefois, je souligne que cette loi a été appliquée à tous les types spectraux sans distinction, alors qu’elle a été dérivée à partir de données sur les étoiles solaires uniquement.

5.2.5 Étude en fonction du type spectral et de la magnitude

Jusqu’à présent, j’ai toujours sommé les détections sur toutes les étoiles de BES210 quels que soient leur type spectral (Sp) et leur magnitude (V). Dans ce paragraphe, j’étudie la répartition des détections en fonction de ces deux paramètres pour les deux distributions orbitales envisagées (Figs. 5.8–5.11). L’objectif est de cerner les catégories d’étoiles qui maximisent l’efficacité de COROT afin d’en faire les cibles prioritaires.

On constate premièrement que la forme générale des histogrammes est indépendante de la loi choisie ; seule l’échelle en ordonnée change. Cela se comprend dans la mesure où les lois de probabilité ne sont fonction que de la période – dont dépend directement l’efficacité de détection – et non pas de Sp ni de V . Il est donc possible de discuter conjointement les histogrammes de chaque loi.

$R_p (R_{\oplus})$	U	A
1,0	4–6	40
1,25	15–25	150
1,5	50–65	380
2,0	190–230	1200
3,0	700–800	3200
5,0	1500–1600	4700
10,0	1800–1900	5100

Fig. 5.5 – Nombres totaux de détections obtenus avec les deux lois de probabilités orbitales pour une série de rayons planétaires : U = loi uniforme en T, A = loi apparente en T. Un double choix de période minimale pour la loi U, resp. 3 et 2 j, montre l'influence de ce paramètre (la plus petite valeur est obtenue à chaque fois pour $T_{\min} = 3$ j).

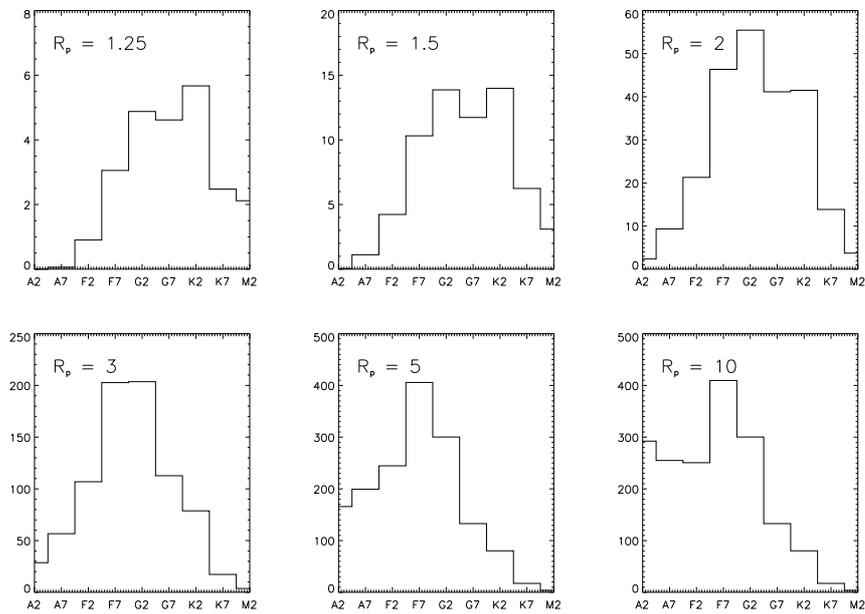
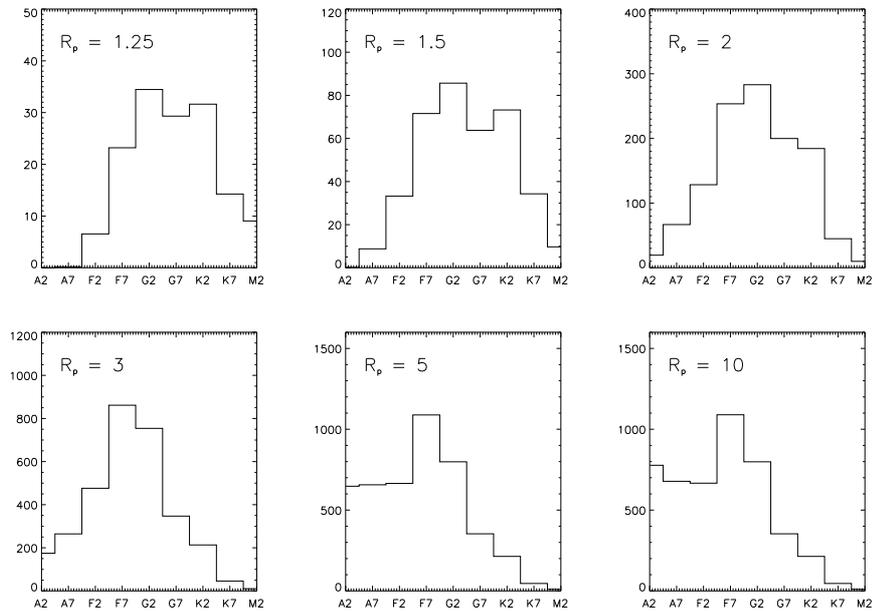
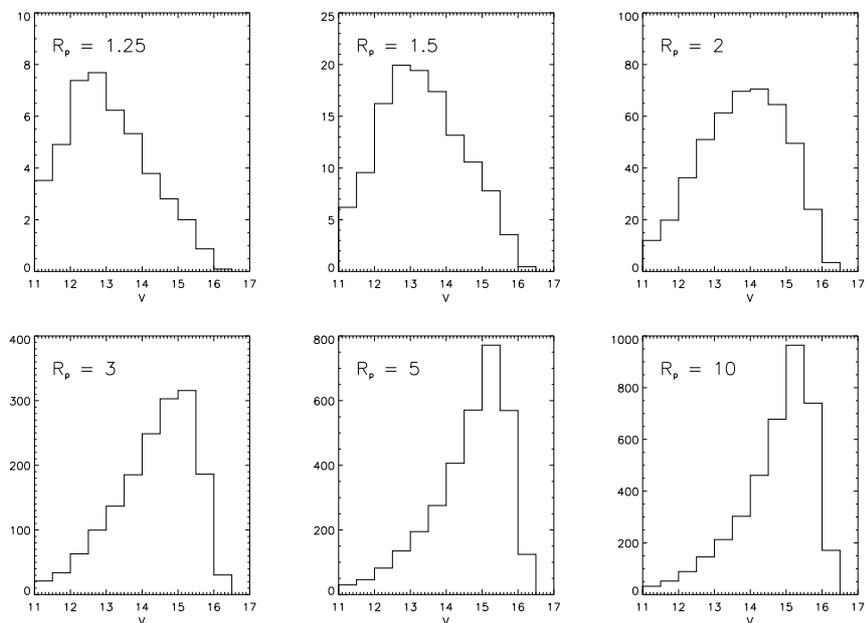


Fig. 5.8 – Histogrammes du nombre total de détections en fonction du type spectral de l'étoile-mère pour la loi U. Chaque histogramme correspond à une valeur du rayon de la planète indiqué en unité du rayon terrestre.



F . 5.9 – Histogrammes du nombre total de détections en fonction du type spectral de l'étoile-mère pour la loi A. Chaque histogramme correspond à une valeur du rayon de la planète indiquée en unité du rayon terrestre.



F . 5.10 – Histogrammes du nombre total de détections en fonction de la magnitude de l'étoile-mère pour la loi U. Chaque histogramme correspond à une valeur du rayon de la planète indiquée en unité du rayon terrestre.

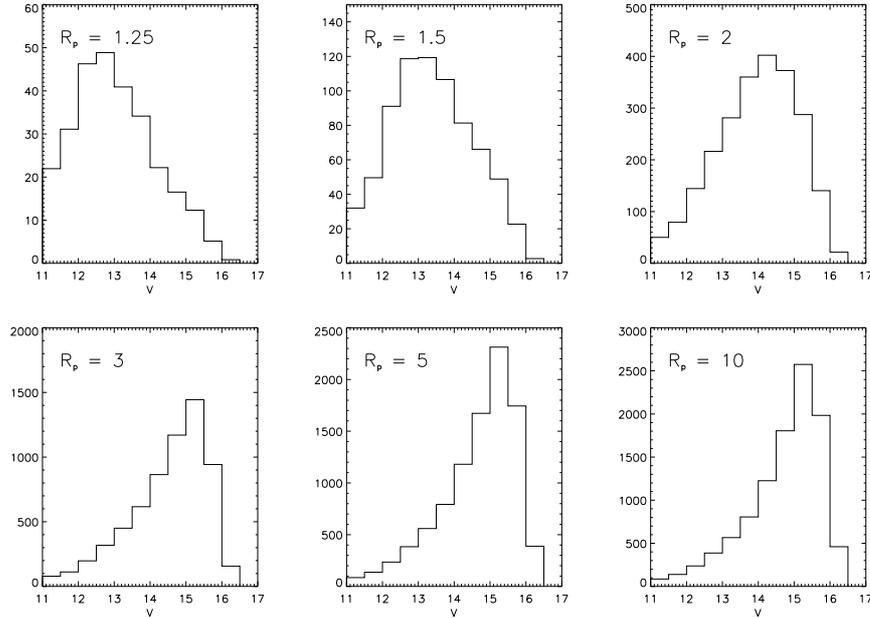


Fig. 5.11 – Histogrammes du nombre total de détections en fonction de la magnitude de l'étoile-mère pour la loi A. Chaque histogramme correspond à une valeur du rayon de la planète indiqué en unité du rayon terrestre.

Sans surprise, il faut de préférence des étoiles petites (G2–K2) et brillantes ($V=12-14$) pour « dénicher » les petites planètes ($R_p \leq 2 R_\oplus$), tandis que les planètes géantes se laissent détecter en majorité autour des étoiles faibles ($V=15-16$) qui sont les plus nombreuses, et ce quel que soit leur type (A2–G2). On retrouve assez bien la répartition des étoiles de BES210 (Fig. 5.3) dans les histogrammes pour $R_p = 10 R_\oplus$, ce qui conforte dans l'idée que toutes les planètes détectables appartiennent à la récolte. En termes mathématiques, on peut dire qu'à partir de ce rayon, V_{lim} a atteint ou dépassé la magnitude des plus faibles étoiles de la sélection de 12 000 naines, provoquant la saturation de n_\star et donc de n_p (Éq. 5.6).

5.3 Effets réduisant l'efficacité de détection

Tout ce qui a été présenté jusqu'à ce point supposait (i) que toutes les cibles avaient une variabilité comparable à celle du Soleil, (ii) qu'elles pouvaient être isolées à l'intérieur d'un masque, et (iii) que seules des naines faisaient partie de la sélection. Je vais maintenant revenir sur chacune de ces hypothèses pour en discuter le bien-fondé.

5.3.1 Variabilité stellaire

On a vu d'une part que le Soleil est une étoile relativement calme, et d'autre part qu'il est difficile d'extrapoler le modèle de variabilité solaire aux autres étoiles (§4.5.3). Quel serait l'effet d'une variabilité accrue ? J'ai exploré cette possibilité pour la loi U en augmentant la variabilité de toutes les étoiles d'un facteur 10 puis d'un facteur 50 (Tab. 5.6). On constate que

si les naines sont dans l'ensemble 10 fois plus actives que le Soleil à la fréquence des transits, le nombre de petites planètes détectées chute dramatiquement. Dans le cas d'une très forte variabilité, il faut même renoncer à détecter des planètes de rayon $R_p \lesssim 3 R_\oplus$ (l'inéquation (5.2) n'est plus vérifiée).

$R_p (R_\oplus)$	$\times 1$	$\times 10$	$\times 50$
1,0	6	0	0
1,25	25	1	0
1,5	65	3	0
2,0	230	30	0
3,0	800	250	2
5,0	1600	950	120
10,0	1900	1700	900

T 5.6 – Impact d'une variabilité stellaire accrue sur le nombre total de détections pour la loi U. On rappelle que la variabilité solaire (colonne « $\times 1$ ») est de 50-100 ppm à la fréquence des transits.

5.3.2 Variabilité induite par les étoiles de fond

Comme le nombre d'étoiles augmente d'un facteur 2–2,5 par magnitude dans le champ visé par COROT, il faut s'attendre à ce que tous les masques utilisés pour la photométrie d'étoiles de premier plan soient contaminés à des degrés divers par des étoiles du fond (toutes classes de luminosité confondues). Cela aura pour conséquence d'ajouter aux bruits déjà décrits un terme de bruit quantique et un autre de bruit de variabilité.

En utilisant les mesures du groupe de Genève et de la mission Hipparcos (Grenon, 1993; Eyer & Grenon, 1997), Alain Léger a pu avancer que sur une échelle de quelques mois et en ordre de grandeur :

- la variabilité n'est pas détectée pour 90 % des naines ;
- 10 % des naines ont une variabilité efficace de $1,4 \cdot 10^{-2}$;
- 98 % des géantes ont une variabilité efficace $\leq 2 \cdot 10^{-3}$;
- 2 % des géantes ont une variabilité efficace $\leq 5 \cdot 10^{-3}$.

Pour se ramener à une échelle de temps correspondant aux transits, il semble judicieux d'utiliser la figure 4.7, ce qui conduit à appliquer un facteur $\simeq 0,16$ aux chiffres cités plus haut. Malheureusement, les mécanismes responsables des variabilités horaire et mensuelle sont certainement différents (§4.5.3). Il n'y a donc aucune garantie que l'application d'un simple facteur d'échelle permette de passer de l'un à l'autre. Le calcul suivant a uniquement pour objet d'explorer l'impact de la variabilité induite par les étoiles de fond, en considérant l'application d'un facteur d'échelle comme une hypothèse de travail.

La fraction f_F du flux de l'étoile de fond qui rentre dans le masque dépend de la distance d entre les centres des fonctions d'étalement du point (FEP) de chacune des étoiles. Après moyennage sur toutes les orientations relatives, on trouve que f_F est une fonction décroissante de largeur à mi-hauteur 3,6 pix pour un masque de 85 pix (Fig. 5.12).

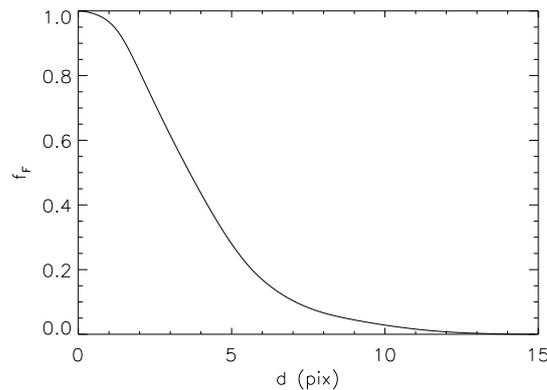


Fig. 5.12 – Fraction du flux de l'étoile de fond entrant dans le masque de l'étoile de 1^{er} plan en fonction de la distance d entre les centres des FEP (toutes les orientations relatives ont été moyennées).

J'ai obtenu les distributions des étoiles des classes I–III dans BES210 en interrogeant une nouvelle fois le modèle de Besançon. Daniel Rouan a ensuite effectué une simulation de type Monte-Carlo (tirages aléatoires) qui fournit, en fonction de la magnitude de l'étoile-cible, le nombre d'étoiles de fond responsables d'un bruit supplémentaire de niveau donné. Nous avons considéré que la détection était significativement perturbée si le bruit total était accru de 20 %. En sommant les contributions des différentes magnitudes, Alain Léger a estimé que le nombre de détections perdues était de l'ordre de 13 % pour $R_p = 1,5 R_\oplus$ et de 10 % pour $R_p = 3 R_\oplus$. Dans le cadre du modèle de variabilité explicité plus haut, il faut s'attendre à une perte de ≈ 10 % des détections en raison de la variabilité supplémentaire induite par les étoiles de fond.

5.3.3 Binaires à éclipses

Dans le paragraphe précédent, j'ai envisagé une source additionnelle de variabilité de même nature que la variabilité solaire. Son effet est de diminuer l'efficacité de détection, mais il n'y a pas de risque de fausse détection. Malheureusement, une des causes possibles de variabilité des étoiles de fond est la présence d'un compagnon éclipsant régulièrement la primaire. Lorsque ce phénomène se produit à une période inférieure à 75 j, il peut être confondu avec le transit d'une planète devant l'étoile de premier plan. Pour les étoiles-cibles telles que $V \leq 14$, on disposera d'une information en trois couleurs (§5.1) qui sera discriminante : le transit dû à l'étoile de fond ne sera certainement pas visible dans les trois canaux car il est très improbable que la superposition des FEP soit parfaite²⁴. Les cas où $V > 14$ sont plus difficiles. On peut envisager d'utiliser la pose longue (deux à trois heures) effectuée au début de chaque séquence de 150 j pour la sélection des étoiles-cibles et la définition des masques. Les étoiles appartenant à un environnement pollué devront être soumises à des observations spectroscopiques complémentaires.

Il faut souligner que d'une manière générale, les binaires à éclipses sont la première source de fausses alarmes (c'est-à-dire de fausses détections) dans la recherche de transits planétaires.

24. C'est une utilisation en quelque sorte détournée de la dispersion, puisque ce qui importe ici est la différence de localisation spatiale des couleurs.

La plupart du temps, la distinction s'établit sur deux critères :

1. Le signal de transit est bien trop intense pour être celui d'une planète ;
2. La présence d'une éclipse secondaire moins profonde que l'éclipse principale signale que le compagnon est une étoile.

Cependant, le critère 2 ne s'applique pas si les deux étoiles sont à peu près de même type, et dans ce cas, le critère 1 peut ne pas être pertinent non plus si l'éclipse est « rasante ». Heureusement, les éclipses rasantes ont une forme en V caractéristique (Fig. 3.7) qui fournit un critère supplémentaire pourvu que le S/B soit suffisant pour la mettre en évidence. La partie n'est pas pour autant gagnée, puisque tirer le meilleur parti d'un instrument implique que les détections à faible S/B vont former le gros des troupes. Citons ici deux autres idées récemment proposées par Drake (2003) :

- dans le cas d'une étoile binaire dont l'orbite est serrée, l'attraction gravitationnelle mutuelle déforme les composantes qui adoptent une forme ellipsoïdale. Au cours de la révolution, la surface stellaire vue par l'observateur varie donc périodiquement, ce qui induit une modulation sinusoïdale de la courbe de lumière. Drake a effectivement trouvé de telles modulations dans les mesures du relevé OGLE ;
- si le transit est le fait d'une binaire à éclipses de fond, alors la couleur de l'étoile de premier plan doit changer au cours du transit (on ne s'attend pas à un tel effet pour une planète qui se comporte essentiellement comme un écran noir et opaque). Cette propriété montre une nouvelle fois l'intérêt d'une photométrie en plusieurs couleurs.

Chaque critère pris séparément risque d'être insuffisant pour lever une ambiguïté, mais leur combinaison est certainement un puissant outil discriminatoire.

5.3.4 Difficulté de sélection des cibles

Pour sélectionner 12 000 naines dans le véritable champ visé, il faut être en mesure de les distinguer des géantes. C'est pourquoi l'équipe COROT du LAM travaille actuellement sur le catalogue initial de la mission : une photométrie complète des étoiles de tous les champs-cibles est en cours de réalisation à partir d'observations dédiées au sol en bandes BVRI, et à partir des catalogues infrarouges DENIS (bandes IJK) et 2MASS (JHK_s). Par exemple, Epchtein et al. (1997) montrent comment faire un tri entre naines et géantes en utilisant un diagramme couleur-couleur (Fig. 5.13). Cependant, cette opération ne sera certainement pas exempte d'erreurs, et une fraction des étoiles-cibles sera mal choisie.

5.4 Conclusion

La méthode des transits surpasse la vélocimétrie radiale en ce sens qu'elle donne accès à des planètes de taille aussi petite que celle de la Terre, pourvu qu'elles occultent suffisamment souvent leur étoile-mère pendant la durée d'observation. Dans le cas de COROT, les planètes de la taille de la Terre restent marginalement détectables. En revanche, les grosses planètes telluriques ($R_p = 1,5\text{--}2,0 R_\oplus$), et *a fortiori* des planètes de la classe d'Uranus et de Neptune (resp. $4,0$ et $3,9 R_\oplus$) qui auraient migré à proximité de leur étoile, constituent des cibles faciles à fort intérêt bioastronomique (Léger et al., 2003; Kuchner, 2003). Quant aux analogues de Jupiter

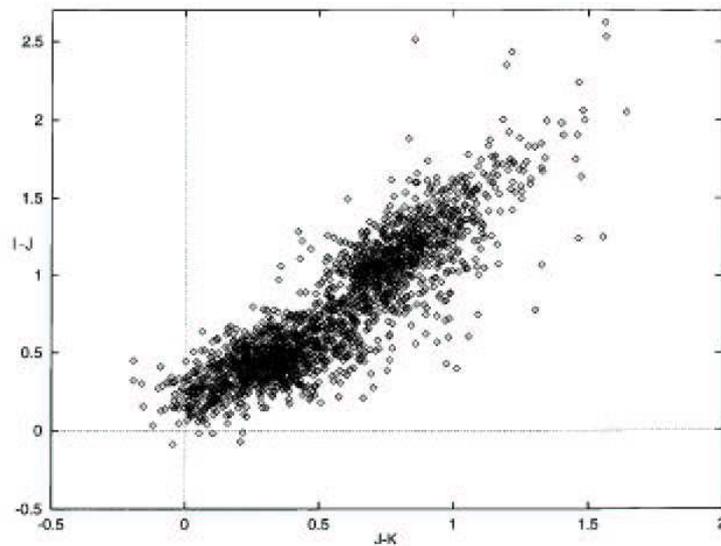


Fig. 5.13 – Diagramme couleur-couleur pour 3800 sources ponctuelles du catalogue DENIS. Les naines se concentrent dans la partie bleue du diagramme et les géantes regroupées dans la partie rouge. À magnitude équivalente, les géantes étant plus loin que les naines, c'est le rougissement interstellaire qui opère la ségrégation entre les deux populations. Figure extraite de Epchtein et al. (1997).

pour lesquels notre estimation est la plus solide, on doit s'attendre à en détecter de l'ordre d'une centaine.

J'ai envisagé deux types de distribution orbitale dans mes calculs, uniforme pour la première, dérivée de l'échantillon disponible de planètes géantes pour la seconde, et je les ai appliqués sans discrimination de type spectral. Bien entendu, c'est COROT qui nous apprendra comment se distribuent réellement les planètes en fonction de leurs caractéristiques et de celles de leur étoile-mère. Outre les détections de planètes de types nouveaux (et probablement inattendus), la méthode des transits permettra aux études statistiques de faire un bond en avant, précisant ainsi les mécanismes de formation et la dynamique des systèmes planétaires que l'on commence à voir à l'œuvre grâce à la vélocimétrie radiale.

À la fin de ce chapitre, j'ai discuté d'un certain nombre d'effets négatifs sur l'efficacité de détection. En particulier, il ne faudrait pas sous-estimer les risques de confusion liés aux binaires à éclipses. À ce propos, l'information chromatique semble un réel atout pour COROT ; on peut donc s'étonner que ses successeurs Kepler et Eddington n'en aient pas repris l'idée.

6

De l'utilisation de la couleur

L'originalité en trois couleurs appliquée à la recherche des transits planétaires est une originalité de la mission COROT. J'ai déjà évoqué au chapitre précédent l'utilisation de l'information colorée comme outil de diagnostic pour les transits. Ce chapitre s'ouvre sur une étude de la chromaticité de la variabilité solaire qui fait ressortir une nette corrélation entre les différentes couleurs (§6.1). Comme les transits planétaires sont à peu de chose près achromatiques, il est possible d'envisager une combinaison astucieuse des canaux colorés, soit pour soustraire le bruit de variabilité (§6.2), soit pour analyser un événement double ou unique pour lequel on ne peut appliquer le critère de répétitivité (§6.3).

6.1 Propriétés chromatiques de la variabilité solaire

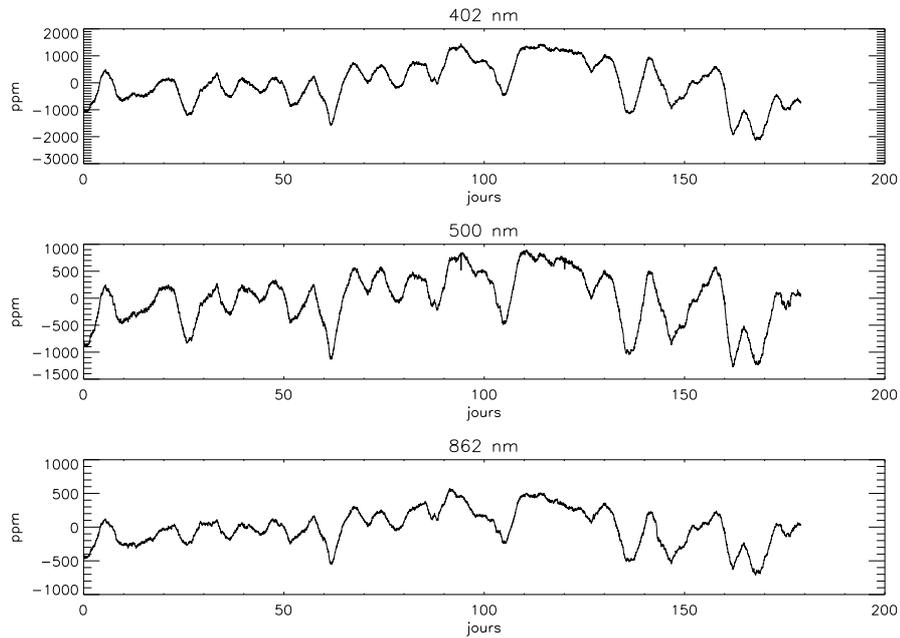
6.1.1 Mesures de l'instrument SPM

Intégré à l'expérience VIRGO à bord du satellite SOHO, l'instrument SPM assure une surveillance photométrique du Soleil dans trois filtres étroits (5 nm) centrés aux longueurs d'onde 402, 500 et 862 nm (Fröhlich et al., 1997). J'ai étudié les propriétés d'une série de mesures contemporaine de la série bolométrique utilisée au §4.5.2. À première vue, il est manifeste que ces trois signaux sont très corrélés et que les amplitudes décroissent du bleu vers le rouge (Fig. 6.1). Cette propriété reste vraie à la fréquence des transits, ce que l'on vérifie en faisant subir aux signaux bruts le même filtrage passe-haut que celui décrit au §4.5.2 (Tab. 6.1). Dans la suite, je travaillerai uniquement avec les signaux HF, notés respectivement b (402 nm), v (500 nm) et r (862 nm).

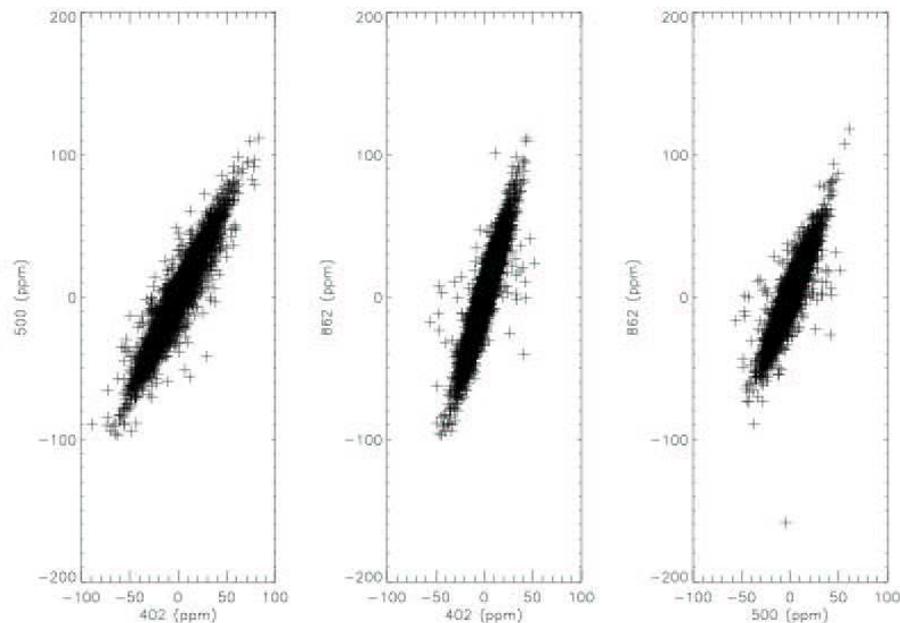
Coef. de corrélation	signal brut	signal BF	signal HF
(402, 500)	95 %	95 %	93 %
(402, 862)	94 %	94 %	92 %
(500, 862)	96 %	96 %	90 %

Tab. 6.1 – Coefficients de corrélation des signaux photométriques de l'instrument SPM avant et après filtrage passe-haut ($\tau = 3$ h).

Cette forte corrélation incite à penser qu'on doit pouvoir diminuer significativement le bruit



F . 6.1 – Flux solaire relatif mesuré par l'instrument SPM dans trois filtres étroits (402, 500 et 862 nm) du 01/06/99 au 27/11/99. On notera la différence d'échelle entre la figure du haut et les deux du bas.



F . 6.2 – Nuages de corrélation entre les différents signaux HF obtenus par filtrage des mesures de SPM.

de variabilité par combinaison linéaire de deux ou trois couleurs. Par ajustement d'une droite des moindres carrés sur les nuages de corrélation (Fig. 6.2), on obtient les trois facteurs d'échelle, α_{bv} , α_{br} et α_{vr} , permettant de passer d'une série photométrique à une autre. En ppm, cela donne

$$\begin{cases} b = 1,13 v - 2,8 \\ b = 2,12 r - 2,9 \\ v = 1,85 r - 0,1 \end{cases} \quad \text{soit} \quad \begin{cases} \alpha_{bv} = 1,13 \\ \alpha_{br} = 2,12 \\ \alpha_{vr} = 1,85 \end{cases} . \quad (6.1)$$

On calcule ensuite l'écart-type des signaux combinés deux à deux pour différentes valeurs de la durée du transit qui ne sert ici qu'à paramétrer le filtrage passe-haut (Tab. 6.2). Effectivement, on constate une réduction supplémentaire du bruit d'un facteur 4–5 par rapport au signal bolométrique (Tab. 4.1). Cependant, on doit noter (i) que ces résultats sont obtenus en bande étroite, et (ii) que ce gain s'est fait au détriment d'une perte de signal qui s'accompagne d'une augmentation relative du bruit quantique. Il reste donc à prendre en compte ces deux aspects pour juger de l'intérêt de la manipulation.

σ_* (ppm)	3 h	5 h	10 h
$b - \alpha_{bv} v$	11	13	20
$b - \alpha_{br} r$	11	15	25
$v - \alpha_{vr} r$	10	13	19

Tab. 6.2 – Écart-types du résidu de bruit de variabilité après combinaison linéaire des signaux b , v et r , en fonction de la durée du transit.

6.1.2 Modèle de chromaticité solaire

Pour utiliser les résultats du §6.1.1 dans le cadre de COROT, il faut extrapoler une loi de chromaticité dans la bande 350–1050 nm. Je propose donc ici un modèle très simple à partir d'une loi de Planck dont je vérifierai après coup l'accord avec les mesures de SPM.

On reprend l'idée développée au §4.5.3 que la variabilité horaire du Soleil est due au passage au limbe de structures en surbrillance (facules ou autres structures liées à la supergranulation). On suppose que le disque solaire comporte n structures de ce type et que leur nombre fluctue suivant une loi de Poisson d'écart-type \sqrt{n} . Le Soleil rayonne suivant une loi de Planck, notée $\mathcal{B}(\lambda, T)$ ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$), et on approxime dans la partie visible du spectre l'émission des structures par une loi de Planck $\mathcal{B}(\lambda, T + \Delta T)$. La variation relative d'intensité monochromatique F_λ ($\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1}$) due à l'apparition ou à la disparition de \sqrt{n} structures s'écrit

$$\left| \frac{\Delta F_\lambda}{F_\lambda} \right| = \frac{\sqrt{n} \Omega_s |\mathcal{B}(\lambda, T + \Delta T) - \mathcal{B}(\lambda, T)|}{\Omega_\odot \mathcal{B}(\lambda, T) + n \Omega_s |\mathcal{B}(\lambda, T + \Delta T) - \mathcal{B}(\lambda, T)|}, \quad (6.2)$$

où Ω_s et Ω_\odot sont respectivement les angles solides sous lesquels l'observateur voit une structure et le Soleil. Comme la contribution à l'intensité de l'ensemble des structures est faible *a priori* devant celle du Soleil,

$$\left| \frac{\Delta F_\lambda}{F_\lambda} \right| \simeq \sqrt{n} \frac{\Omega_s}{\Omega_\odot} \left| \frac{\mathcal{B}(\lambda, T + \Delta T)}{\mathcal{B}(\lambda, T)} - 1 \right|. \quad (6.3)$$

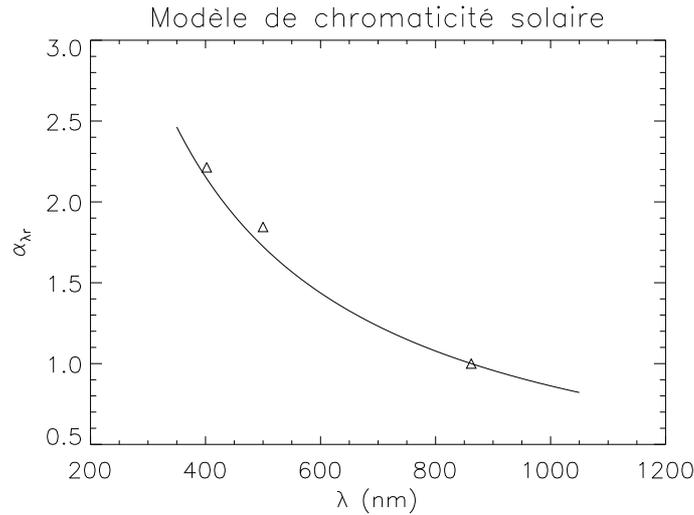
Vu la bande spectrale de COROT et la gamme de température des étoiles-cibles, la brillance monochromatique du corps noir se réduit à

$$\mathcal{B}(\lambda, T) \simeq \frac{2hc^2}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right), \quad (6.4)$$

où h est la constante de Planck, k celle de Boltzmann et c la vitesse de la lumière. Finalement, on aboutit à

$$\left| \frac{\Delta F_\lambda}{F_\lambda} \right| \simeq \sqrt{n} \frac{\Omega_s}{\Omega_\odot} \frac{\Delta T}{T} \frac{hc}{\lambda kT}. \quad (6.5)$$

D'après cette équation, le rapport de variations relatives d'intensité monochromatique doit être dans le rapport inverse des longueurs d'onde. En prenant comme référence le signal r à 862 nm, j'ai tracé la fonction $\alpha_{\lambda r} = (\Delta F_\lambda / F_\lambda) / (\Delta F_{862} / F_{862}) = 862 / \lambda$ et j'y ai reporté les mesures de SPM à 402 et 500 nm, soit $b/r = \alpha_{br}$ et $v/r = \alpha_{vr}$ (Fig. 6.3). Compte-tenu de sa simplicité et de son accord satisfaisant avec les données, cette loi en $1/\lambda$ me paraît donc une bonne extrapolation à toute bande 350–1050 nm. Je reste cependant conscient de la naïveté de ce modèle et du peu de mesures pour le valider. C'est avec les premières données de COROT que ces idées pourront être véritablement testées.



F . 6.3 – En trait continu : modèle de chromaticité solaire rapporté au signal r , soit $\alpha_{\lambda r} = 862/\lambda$. Triangles : mesures de SPM pour comparaison. Cette figure ne résulte pas d'un ajustement.

6.1.3 Coefficients de chromaticité en bande large

On désigne par B, V et R les trois canaux colorés de COROT. En notant $\eta(\lambda)$ la transmission spectrale de l'instrument (Fig. 6.4), l'équation (6.5) s'écrit en bande large

$$\frac{\Delta \Lambda}{\Lambda} = \sqrt{n} \frac{\Omega_s}{\Omega_\odot} \frac{\Delta T}{T} \frac{hc}{kT} \frac{\int_\Lambda \lambda^{-1} \mathcal{B}(\lambda, T) \eta(\lambda) d\lambda}{\int_\Lambda \mathcal{B}(\lambda, T) \eta(\lambda) d\lambda}, \quad \Lambda = B, V, R. \quad (6.6)$$

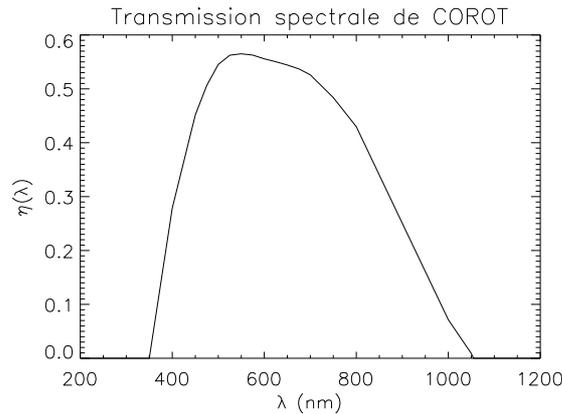


Fig. 6.4 – Transmission spectrale de COROT intégrant le rendement quantique des CCD et l'absorption des optiques.

Muni de cette expression, j'ai calculé les analogues en bandes larges des trois facteurs d'échelle α_{bv} , α_{br} et α_{vr} , notés α_{BV} , α_{BR} et α_{VR} et appelés désormais coefficients de chromaticité (Tab. 6.3). Une nouvelle fois, en l'absence d'information pertinente à ce sujet, j'étends le modèle solaire aux autres étoiles : quel que soit le niveau global d'activité, on suppose que les relations entre couleurs se déduisent toujours de l'équation (6.6). On constate que la dépendance vis-à-vis du type spectral est faible (ce qui est une bonne chose) et que l'élargissement en longueur d'onde a réduit les écarts entre les coefficients.

Sp	$T_{\text{eff}}(K)$	α_{BV}	α_{BR}	α_{VR}
A2	9000	1,27	1,67	1,31
F2	7000	1,28	1,66	1,30
G2	5800	1,29	1,66	1,29
K2	4800	1,30	1,64	1,26
M2	3500	1,28	1,55	1,21

Tab. 6.3 – Coefficients de chromaticité pour les canaux colorés de COROT en fonction du type spectral de l'étoile-cible.

6.2 Soustraction du bruit de variabilité

On connaît à présent la réponse chromatique de COROT au bruit de variabilité stellaire. D'après ce qui précède, ce bruit peut être majoritairement éliminé des mesures par combinaison linéaire des couleurs. En calculant le S/B dans le cas d'une détection en « lumière blanche », c'est-à-dire avec $S=B+V+R$, et dans celui d'une détection en « lumière colorée », je vais évaluer à partir de quel niveau de variabilité cette méthode présente un intérêt. Pour cette section, je me contenterai d'un calcul simplifié qui ne tient compte que du bruit quantique et du bruit de variabilité.

Dans ce cas simplifié, on a pour un transit unique en lumière blanche,

$$(S/B)_{\text{bl}} = \frac{\varepsilon N_e}{\sqrt{N_e + (\sigma_{\star} N_e)^2}} = \varepsilon \sqrt{\frac{N_e}{1 + \sigma_{\star}^2 N_e}}. \quad (6.7)$$

On considère maintenant la combinaison colorée

$$S = \left| \frac{\Delta B}{B} - \alpha_{BR} \frac{\Delta R}{R} \right|. \quad (6.8)$$

Si on néglige le phénomène d'assombrissement centre-bord sur le disque stellaire, un transit est un phénomène achromatique, *i. e.* $\Delta B/B = \Delta R/R = \varepsilon$. En notant x_B et x_R les fractions de photo-électrons bleus et rouges, et $\sigma_{\text{res}} N_e$ l'écart-type du résidu de fluctuations stellaires, j'obtiens

$$(S/B)_{\text{cl}} = (\alpha_{BR} - 1) \varepsilon \sqrt{\frac{N_e}{x_B^{-1} + \alpha_{BR}^2 x_R^{-1} + \sigma_{\text{res}}^2 N_e}}. \quad (6.9)$$

Au vu de la table 6.2, le terme de résidu est négligeable vis-à-vis du bruit quantique et je l'abandonne, ce qui revient à supposer une élimination parfaite du bruit de variabilité. Comme le facteur $(\alpha - 1)/(x_B^{-1} + \alpha^2 x_R^{-1})^{1/2}$ est une fonction croissante de α , on comprend immédiatement que c'est la combinaison B/R qui est la plus performante. Effectivement, en adoptant $x_B \simeq 0,3$ et $x_R \simeq 0,4$ (spécifications de COROT), je trouve pour ce facteur $\simeq 0,2$ soit deux fois plus que pour les combinaisons B/V et V/R. Par ailleurs, $(S/B)_{\text{cl}}$ est proportionnel à $(\alpha - 1)$ c'est-à-dire à la différence entre le coefficient de chromaticité des fluctuations et celui des transits, ce dernier étant pris ici égal à 1 puisque je les ai considérés comme achromatiques. Par conséquent, c'est aussi avec la combinaison B/R qu'on obtient la meilleure « chromaticité différentielle ». Cette remarque me conduira dans la prochaine section à envisager l'utilisation de cette combinaison comme outil de diagnostic pour les événements ambigus.

La résolution de l'inéquation $(S/B)_{\text{cl}} \geq (S/B)_{\text{bl}}$ permet enfin de calculer le niveau de variabilité à partir duquel on aura intérêt à faire une détection en deux couleurs :

$$\sigma_{\star} N_e \geq \sqrt{N_e} \left[\frac{x_B^{-1} + \alpha_{BR}^2 x_R^{-1}}{(\alpha_{BR} - 1)^2} - 1 \right]^{1/2} \quad \text{soit} \quad \boxed{\sigma_{\star} N_e \geq 4,7 \sqrt{N_e}}. \quad (6.10)$$

Ce résultat est particulièrement simple à interpréter : le bruit de variabilité doit dépasser le bruit quantique d'un facteur 5 environ pour que la détection colorée apporte un gain en S/B. La table 6.4 regroupe les valeurs de $\sigma_{\star}^{\text{min}}$ en fonction de la magnitude de l'étoile-mère, dans l'hypothèse d'un transit de 3 h observé par COROT. J'en conclus que *la détection colorée pourrait présenter un intérêt pour les étoiles les plus brillantes qui sont typiquement cinq fois plus variables que le Soleil*²⁵. Cette méthode devrait être bien plus pertinente dans le cadre de la mission Eddington dont la surface collectrice totale de l'ordre de vingt fois supérieure²⁶ abaisse d'un facteur $\sqrt{20} \simeq 4,5$ tous les seuils.

25. En toute rigueur, ce facteur 5 est légèrement sous-estimé en raison des sources de bruit que j'ai négligées. Toutefois, la conclusion demeure certainement valide en ordre de grandeur puisque le bruit quantique est dominant pour les étoiles brillantes.

26. Pour le concept de quatre télescopes de Schmidt de 60 cm développé par Astrium.

V	N_e	σ_{\star}^{\min} (ppm)	$\sigma_{\star}^{\min}/\sigma_{\odot}$
11	$7 \cdot 10^8$	200	4
12	$3 \cdot 10^8$	300	6
13	$1 \cdot 10^8$	500	10
14	$4 \cdot 10^7$	700	14
15	$2 \cdot 10^7$	1000	20
16	$7 \cdot 10^6$	2000	40

T . 6.4 – Variabilité stellaire minimale au-delà de laquelle la détection colorée apporte un gain en S/B en fonction de la magnitude de l'étoile-mère. Cas d'un transit de 3 h autour d'une étoile G2 observé par COROT. Les magnitudes 15–16 sont jointes à titre indicatif seulement puisqu'elles ne donnent pas lieu à une détection colorée.

6.3 Reconnaissance des transits uniques

Dans le cas des détections à S/B faible et modéré, j'ai imposé que le critère de répétitivité (trois transits au moins) soit vérifié. Cependant, COROT observera certainement des planètes n'occultant qu'une ou deux fois leur étoile en 150 j. Il est donc tentant d'utiliser ce qu'on sait maintenant de la différence de couleur entre les transits et les fluctuations stellaires, pour forger un outil de discrimination qui augmenterait les performances de la mission. En m'appuyant sur un travail initié par Daniel Rouan et Alain Léger, je propose dans cette section un test, puis j'en présente un exemple d'utilisation.

6.3.1 Principe du test

Soit une section de courbe de lumière dont la forme et la durée sont compatibles avec un transit à faible S/B. Par faible S/B, on entend ici de l'ordre de 2–3 par mesure individuelle, ce qui est représentatif des candidats du relevé OGLE²⁷. On souhaite vérifier que cet événement n'est pas significativement coloré comme doit l'être un véritable transit.

En moyennant la variation d'intensité dans le bleu et le rouge sur la durée totale de l'événement, puis en la rapportant à l'intensité moyenne hors événement, on construit pour chaque couleur une unique variation relative d'intensité, $\Delta B/B$ ou $\Delta R/R$. On peut raisonnablement modéliser cette grandeur par une variable aléatoire gaussienne car d'une part, on dispose de nombreuses mesures (par exemple 35 dans le cas d'un événement de 5 h vu par COROT), et d'autre part, plusieurs sources de bruit indépendantes affectent les mesures. Je propose de faire porter le test sur la couleur de l'événement définie simplement par

$$Y \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{\Delta B}{B} - \frac{\Delta R}{R}. \quad (6.11)$$

Y est une variable aléatoire gaussienne dont l'espérance est nulle dans le cas d'un transit et strictement positive sinon :

$$E[Y] = \begin{cases} y_p = 0, & \text{si transit} \\ y_{\star} = (\alpha_{BR} - 1) \frac{\Delta R}{R}, & \text{sinon.} \end{cases} \quad (6.12)$$

²⁷. Le lecteur pourra en trouver les courbes de lumière à l'adresse <http://sirius.astro.uw.edu.pl/~ogle/>. Par comparaison, le S/B de la courbe de gauche sur la figure 4.3 est plutôt ≈ 5 .

En tenant compte des bruits quantique, de lecture, de fond et de gigue, la variance de Y , commune aux deux cas, a pour expression

$$\sigma_Y^2 = \frac{1,16}{N_e} \left(\frac{1}{x_B} + \frac{1}{x_R} \right) + \frac{\sigma_L^2 + \sigma_F^2}{N_e^2} \left(\frac{n_B}{x_B^2} + \frac{n_R}{x_R^2} \right), \quad (6.13)$$

où n_B et n_R sont respectivement le nombre de pixels bleus et rouges lus. Ce test se ramène donc à un *test d'hypothèse* pour lequel le seuil de décision est

$$y_s \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{y_p + y_\star}{2} = \frac{\alpha_{BR} - 1}{2} \frac{\Delta R}{R}. \quad (6.14)$$

Comme les densités de probabilité sont symétriques, il y a égalité entre le taux de faux positifs et celui de détections manquées (Fig. 6.5). Pour des gaussiennes, la probabilité associée vaut

$$\Pr [Y > y_s | \text{transit}] = \Pr [Y < y_s | \text{fluct.}] = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{y_s}{\sigma_Y \sqrt{2}} \right). \quad (6.15)$$

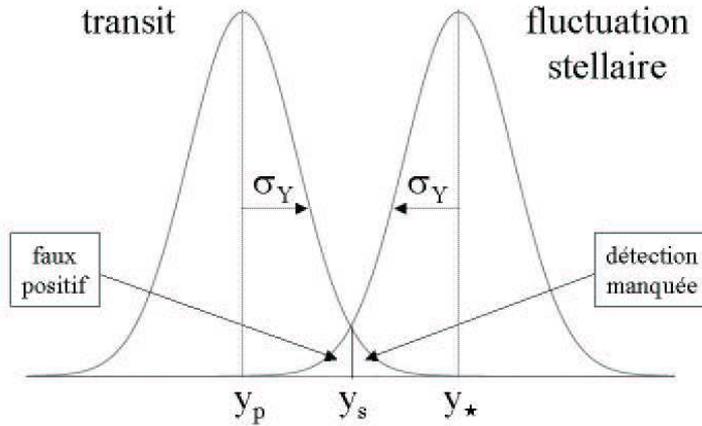


Fig. 6.5 – Principe du test : la couleur Y de l'événement est une variable aléatoire gaussienne d'écart-type σ_Y dont l'espérance est y_p dans le cas d'un transit et y_\star dans celui d'une fluctuation stellaire. On compare la réalisation y de Y au seuil de décision y_s pour tester l'hypothèse d'un transit.

6.3.2 Exemple d'utilisation

Le S/B d'une mesure individuelle en lumière blanche a pour expression

$$(S/B)_1 = \varepsilon \left(\frac{1,16}{N_e} + \frac{n_{\text{pix}}(\sigma_L^2 + \sigma_F^2)}{N_e^2} \right)^{-1/2} \quad (6.16)$$

(la variabilité stellaire étant considérée ici comme un signal, aucun terme de bruit correspondant n'apparaît). Il s'élève par exemple à 2–3 pour un événement de profondeur 10^{-3} et de durée 3 h autour d'une étoile de magnitude 12–13. Dans ce cas, le test proposé permet de confirmer ou d'infirmer la nature de l'événement avec un taux de faux positifs de 2–10 %, c'est-à-dire un degré de confiance de 90–98 % (Tab. 6.5).

V	$(S/B)_1$	faux positifs (%)
11	5,3	0,05
12	3,3	2
13	2,0	10
14	1,2	22

Fig. 6.5 – Taux de faux positifs pour la mise en œuvre du test sur un transit de profondeur 10^{-3} et de durée 3 h, en fonction de la magnitude de l'étoile-mère. La colonne du milieu indique pour référence le S/B d'une mesure individuelle en lumière blanche.

6.4 Conclusion

J'espère avoir montré dans ce chapitre que la photométrie en plusieurs couleurs dans le cadre de la recherche de transits planétaires offre de très intéressantes possibilités : élimination du bruit de variabilité stellaire ou test discriminatoire sur un événement unique ressemblant à un transit. Au chapitre précédent, j'avais également proposé de faire appel à l'information chromatique pour identifier les étoiles binaires à éclipses superposées aux étoiles-cibles. J'ajoute cette autre utilisation citée par Daniel Rouan : pour les étoiles-cibles qui s'avèrent être des binaires, il est possible de déterminer autour de quelle composante la planète tourne.

Pour conclure, je rappelle au lecteur que les performances des méthodes développées dans ce chapitre ont été estimées à partir d'un modèle de chromaticité solaire et de son extension, forcément spéculative, aux autres étoiles. Ces méthodes pourront donc se révéler bien plus (ou bien moins) intéressantes lorsqu'on disposera des modèles adaptés à chaque étoile issus des mesures de COROT.

Troisième partie

Interférométrie infrarouge et exoplanètes géantes

L'interférométrie astronomique

7.1 Motivation

A la spectroscopie des vitesses radiales, on mesure la plupart des paramètres orbitaux d'un système double, à l'exception notable de l'inclinaison. Pour une binaire à simple spectre, comme c'est le cas lorsque le compagnon est une planète, l'ignorance de l'inclinaison implique une indétermination sur la masse. Il faut donc faire appel à une technique complémentaire pour caractériser complètement le système. Au début de ce manuscrit, j'ai évoqué l'astrométrie (§1.2.1) qui mesure les déplacements de la primaire en projection sur le ciel grâce à des étoiles de référence ; dans la deuxième partie, j'ai longuement discuté de la photométrie des transits. L'astrométrie a pour particularité d'être d'autant plus performante que les planètes sont massives et à longue période car l'observable est $a_1 \propto M_2 T^{2/3}$. La photométrie quant à elle ne fonctionne que si l'orbite est correctement inclinée et on ne connaît que HD 209458 b dans ce cas. Par conséquent, aucune de ces deux techniques n'est adaptée à l'étude des Pégasides déjà découvertes. En raison de leur orbite très serrée, les Pégasides restent encore inaccessibles à l'imagerie directe, malgré les développements rapides de la *coronographie* associée à l'*optique adaptative*. Il y a donc là un créneau pour une autre technique de haute résolution angulaire que je vais décrire dans ce chapitre, l'*interférométrie à très longue base*.

Pour relever le défi, il faudra toutefois être capable d'atteindre une remarquable précision afin d'isoler le très faible signal exoplanétaire. C'est pourquoi je m'intéresserai de près à l'étalement (§7.3.3 puis chap. 8) ainsi qu'au filtrage optique permettant d'épurer le signal (§7.4.1 puis chap. 9). Enfin, dans le dernier chapitre de ce manuscrit, je proposerai une technique observationnelle dédiée à la caractérisation complète des systèmes doubles spectroscopiques. Outre la mesure de la masse via celle de l'inclinaison, la perspective à moyen terme en serait la spectrophotométrie infrarouge à basse résolution, seule capable d'éprouver efficacement les modèles d'atmosphère décrits au §2.4.2.

7.2 Brève présentation de l'interférométrie astronomique

7.2.1 De la naissance de l'idée au premier diamètre stellaire

Suggérée par Hippolyte Fizeau en 1868 pour mesurer les diamètres d'étoiles, l'interférométrie à très longue base est une extension astronomique du dispositif des trous d'Young. Lorsqu'on se sert de ce dispositif pour observer une source étendue, on constate que le contraste des franges d'interférence diminue avec l'écartement des trous jusqu'à s'annuler pour un écartement critique. En utilisant les lois de l'optique physique, il est facile de relier la taille angulaire de la source à cette mesure. L'application de cette technique dans un cadre astronomique est fort délicate en raison de la très petite taille des étoiles et de la turbulence atmosphérique. En 1921, Michelson & Pease montèrent une poutre supportant deux miroirs sur le télescope de 100 pouces du Mont Wilson en Californie, et réussirent l'exploit de mesurer le diamètre angulaire de Bételgeuse (α Ori) : 47 millisecondes d'angle ! En raison de sa difficulté de mise en œuvre, peu d'étoiles étaient accessibles à la technique et les deux hommes n'eurent pas de successeur immédiat.

7.2.2 Un essor récent

En 1974, la technologie était mûre pour un nouvel essai et Antoine Labeyrie démontra la première recombinaison entre deux télescopes séparés, ouvrant la voie à un essor rapide de l'interférométrie astronomique. La figure 7.1 présente un interféromètre dans sa version moderne : des *lignes à retard* compensent la différence de chemin optique entre les faisceaux collectés par les deux télescopes ; les franges d'interférence sont produites au foyer de l'instrument en superposant les faisceaux.

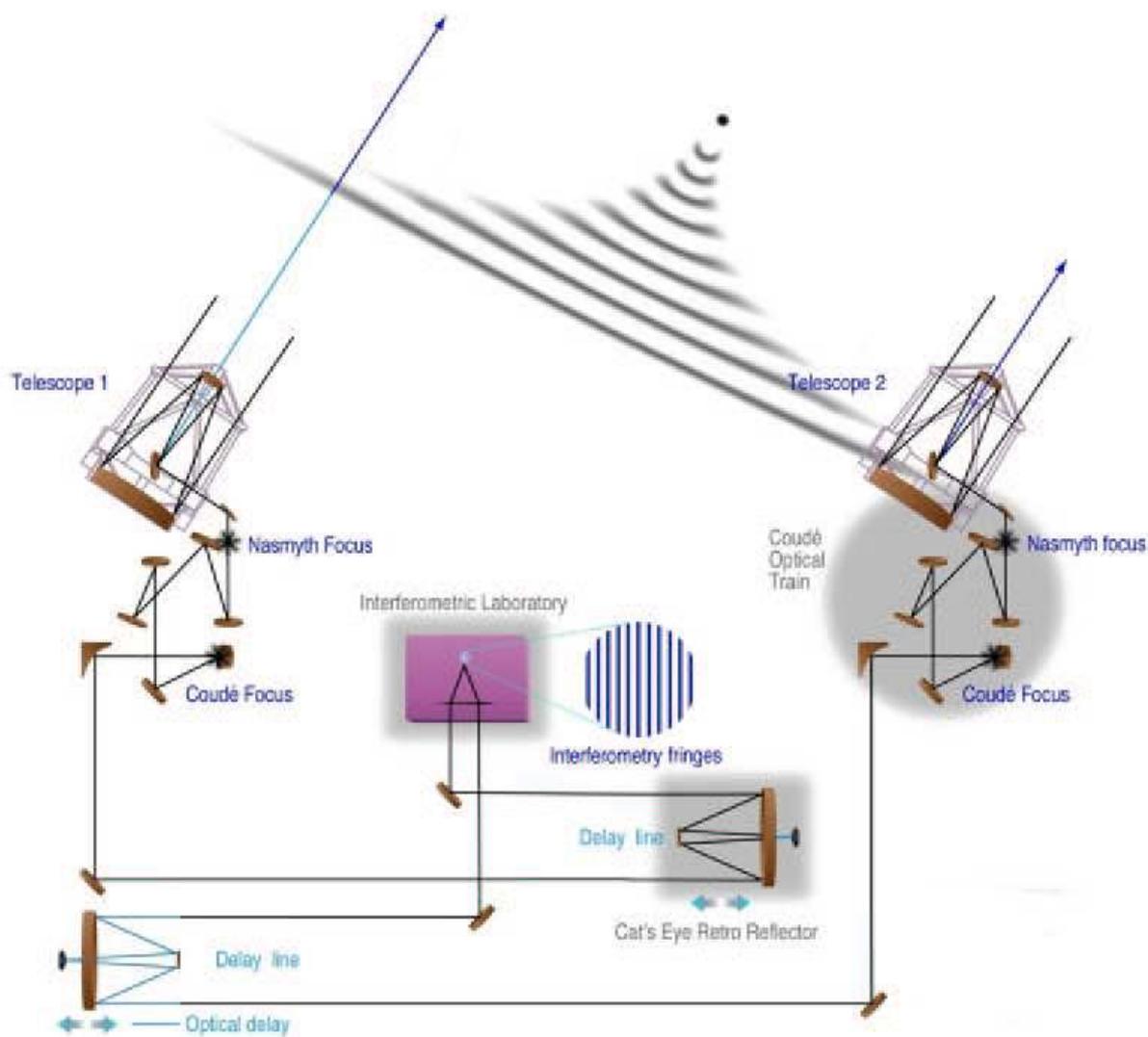
En dehors de la mesure du diamètre des étoiles, l'interférométrie a apporté des contributions significatives à l'étude de l'effet d'assombrissement centre-bord, de l'échelle de température effective, de l'aplatissement des rotateurs rapides, des étoiles doubles, des environnements d'étoiles évoluées (Miras et autres supergéantes), des Céphéides, des disques circumstellaires et vient de fournir un premier résultat sur les noyaux actifs de galaxie²⁸.

Comme il n'est pas dans mon intention de faire une revue exhaustive de l'interférométrie et de ses résultats, je renvoie le lecteur intéressé à des ouvrages didactiques récents (Lawson, 2001; Perrin & Malbet, 2003a), ainsi qu'à la revue de John Monnier (2003) par exemple.

7.3 Observable interférométrique

Les éléments théoriques de cette section sont repris ou adaptés de l'ouvrage de Goodman (1985). J'introduis toutefois le vocabulaire et les notations en vigueur dans l'équipe d'interférométrie infrarouge du LESIA.

28. Paru dans un communiqué de presse de l'ESO du 19 juin 2003.



F . 7.1 – Schéma de l'interféromètre du Très grand télescope européen (VLTI) ©ESO.

7.3.1 Degré complexe de cohérence

Un interféromètre est essentiellement un instrument qui mesure la *cohérence spatio-temporelle* du champ électrique échantillonné par les pupilles des télescopes. Par cohérence, il faut comprendre ici « capacité à produire des franges d'interférence ». Mathématiquement, on introduit une quantité normalisée appelée *degré complexe de cohérence* et définie par

$$\gamma_{12}(\tau) \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{\langle \mathbf{E}(P_1, t + \tau) \mathbf{E}^*(P_2, t) \rangle}{[\langle |\mathbf{E}(P_1, t)|^2 \rangle \langle |\mathbf{E}(P_2, t)|^2 \rangle]^{1/2}}, \quad (7.1)$$

où $\mathbf{E}(P, t)$ est la représentation complexe du champ électrique au point P et à l'instant t , et où les crochets symbolisent une valeur moyenne dans le temps. On reconnaît une *fonction de corrélation* spatio-temporelle normalisée. Si $P_1 = P_2$ et τ varie, l'instrument explore la cohérence temporelle du champ, tandis qu'il explore sa cohérence spatiale si $\tau = 0$ et $P_1 \neq P_2$.

En notant I_1 et I_2 l'intensité lumineuse dans chacun des bras de l'interféromètre et $d = c \tau$ la différence de marche, l'interférogramme a pour expression

$$I(d) = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re}\{\gamma_{12}(d/c)\}. \quad (7.2)$$

7.3.2 Théorème de Zernike-Van Cittert

Ce théorème fondamental énonce que la cohérence spatiale du champ est liée à la distribution d'intensité de la source par une relation de Fourier. En notant $\mathbf{s}(\alpha, \delta)$ la direction d'un point de la source et $\mathcal{I}(\mathbf{s})$ son intensité normalisée à l'intensité totale, il s'écrit

$$\gamma_{12}(0) = \iint \mathcal{I}(\mathbf{s}) \exp\left(-\frac{i 2\pi}{\lambda} \mathbf{s} \cdot \mathbf{P}_1 \mathbf{P}_2\right) d\mathbf{s}. \quad (7.3)$$

Dans cette relation, les coordonnées conjuguées des coordonnées angulaires (α, δ) sont les *fréquences spatiales*, habituellement notées (u, v) ; ce sont aussi les coordonnées du vecteur $\mathbf{P}_1 \mathbf{P}_2 / \lambda$ dans le repère \mathcal{R}_{uv} que j'ai défini au §3.3.2.

Dans la littérature astronomique, on trouve couramment le module du degré complexe de cohérence sous l'appellation *visibilité*²⁹. Pour éviter toute confusion par la suite, je réserverai le terme de visibilité à la transformée de Fourier de la distribution d'intensité de l'objet. C'est donc une grandeur complexe que je noterai $\overline{\mathcal{V}}$. Avec cette notation, on retiendra le théorème de Zernike-Van Cittert sous la forme

$$\overline{\mathcal{V}}(u, v) = \iint \mathcal{I}(\alpha, \delta) e^{-i 2\pi(\alpha u + \delta v)} du dv \quad \text{soit} \quad \boxed{\overline{\mathcal{V}}(u, v) = \operatorname{TF}[\mathcal{I}(\alpha, \delta)]}. \quad (7.4)$$

7.3.3 Étalonnage

En raison des effets instrumentaux et de la turbulence atmosphérique, le degré complexe de cohérence mesuré par l'interféromètre n'est pas égal à la visibilité. Une procédure d'étalonnage est donc nécessaire. En outre, la turbulence fait subir une « gigue » à l'interférogramme qui

29. À l'origine, la visibilité est un autre mot pour le contraste d'un paquet de franges d'interférence.

empêche de déterminer précisément sa position, sauf à posséder un système métrologique dédié. L'information de phase est ainsi perdue la plupart du temps, et la grandeur mesurée se réduit au module de $\gamma_{12}(0)$, noté μ et appelé *facteur de cohérence*.

Pour passer du facteur de cohérence au module de la visibilité, on introduit l'*efficacité interférométrique*, encore appelée *fonction de transfert*, définie par le rapport

$$\boxed{\mathcal{T} \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{\mu}{\mathcal{V}}} \quad \text{où} \quad \mathcal{V} \stackrel{\text{déf.}}{=} |\overline{\mathcal{V}}|. \quad (7.5)$$

Toute la problématique de l'étalonnage consiste donc à mesurer \mathcal{T} pour restituer \mathcal{V} . Pratiquement, il suffit d'observer une source dont on connaît la visibilité *a priori*. Afin que les effets atmosphériques jouent de manière comparable, cette source de référence ou *étalon* doit nécessairement être de nature astronomique, et pour assurer un bon étalonnage, on l'observe avant et après la cible scientifique. En résumé,

$$\mathcal{T} = \frac{\mu_e}{\mathcal{V}_e} \quad \text{d'où} \quad \mathcal{V}_\star = \frac{\mu_\star}{\mu_e} \mathcal{V}_e, \quad (7.6)$$

en attribuant respectivement les indices e et \star à l'étalon et à la cible scientifique. Dans le chapitre 8, je décrirai comment sélectionner des étoiles pour constituer un catalogue d'étalons répondant aux besoins spécifiques de l'interférométrie.

En pratique, on travaille souvent avec le module au carré de la visibilité, \mathcal{V}^2 , plus facile à corriger des biais statistiques que \mathcal{V} . Dans les deux cas, l'ignorance de la phase de $\overline{\mathcal{V}}$ entraîne une perte de fidélité dans la reconstruction de \mathcal{I} via (7.4).

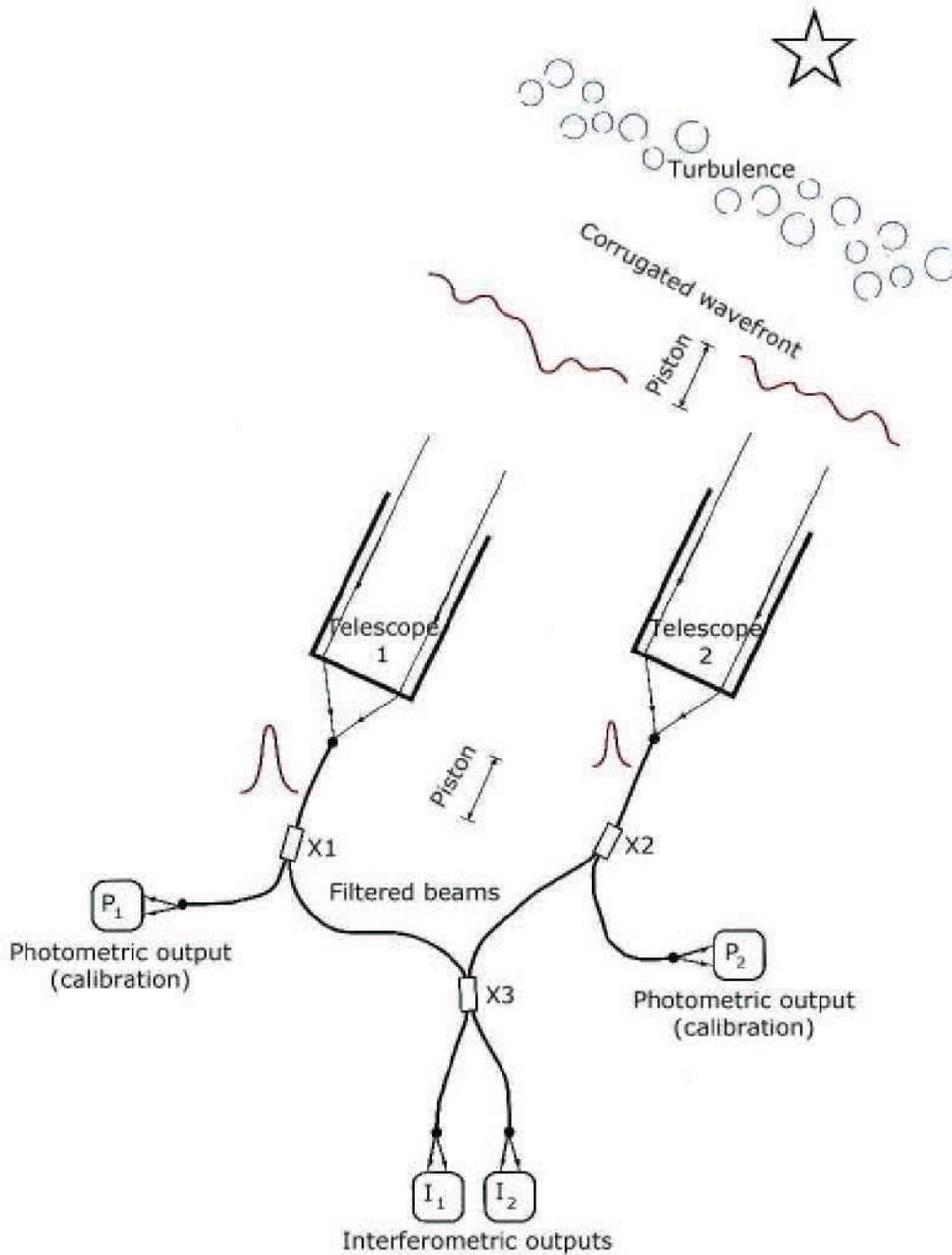
7.4 L'interférométrie fibrée

Proposée par Froehly (1982), l'interférométrie à fibres monomodes fournit une solution élégante et performante en matière d'étalonnage. Les premières franges astronomiques furent obtenues à Kitt Peak en 1991 par Vincent Coudé du Foresto, Jean-Marie Mariotti & Steve Ridgway avec un instrument baptisé FLUOR (Fiber-linked unit for optical recombination). Le démarrage de l'exploitation scientifique de FLUOR sur l'interféromètre IOTA fit l'objet de la thèse de Guy Perrin (1996).

7.4.1 Principe

La lumière collectée par chaque télescope est injectée dans une fibre monomode, puis recombinaison dans un coupleur en X par accolement des cœurs des fibres. On obtient ainsi deux sorties interférométriques en opposition de phase. Afin de mesurer l'intensité dans chaque bras, on dérive par ailleurs deux sorties photométriques grâce à des coupleurs en Y (Fig. 7.2).

Outre leurs fonctions de transport et de recombinaison, les fibres monomodes assurent un rôle essentiel de filtrage des défauts de phase du front d'onde. En effet, l'atmosphère turbulente se comporte comme une mosaïque de zones d'indice de réfraction différent, ce qui provoque localement des variations du chemin optique déformant le front d'onde. Lorsque ce dernier est focalisé sur l'entrée d'une fibre monomode, seule la part de l'énergie qui excite le mode fondamental se trouve guidée. La recombinaison a donc lieu avec une efficacité maximale entre



F . 7.2 – Schéma de FLUOR, unité de recombinaison à fibres monomodes. Les fibres filtrent les modes de la turbulence atmosphérique à l'exception du déphasage moyen entre les pupilles (piston différentiel). L'unité comprend deux sorties interférométriques complémentaires, ainsi que deux sorties photométriques pour l'étalonnage.

des champs de structure identique, au prix d'une fluctuation de l'énergie injectée dans chaque bras. Toutefois, les fluctuations d'intensité sont enregistrées en temps réel grâce aux dérivations photométriques, ce qui permet une correction *a posteriori*. Le gain en précision est spectaculaire et fort bien illustré dans la revue de Monnier (2003, Fig. 15) par une comparaison d'observations d'Arcturus (α Boo).

Dans le chapitre 9, je reviendrai en détails sur la physique des fibres monomodes afin de présenter mon travail expérimental sur le développement de composants de ce type pour l'infrarouge moyen.

7.4.2 Mesure de diamètre avec VINCI

Outre ses nombreux résultats scientifiques, une des meilleures preuves du succès de FLUOR est la décision de l'ESO d'en reprendre intégralement le concept pour en faire l'instrument de première lumière du VLTI, baptisé VINCI (VLT interferometer commissioning instrument). Intégré au LESIA puis au siège de l'ESO à Garching, il a obtenu ses premières franges au Mont Paranal en mars 2001 et est depuis quotidiennement exploité (Kervella et al., 2003a). En 2003, j'ai collaboré avec Pierre Kervella de l'ESO à la détermination des diamètres de Sirius (α CMa) et Procyon (α CMi) à partir d'observations de VINCI (Kervella et al., 2003c, 2003d). Je vais à présent utiliser ce travail pour illustrer l'utilisation du théorème de Zernike-Van Cittert et la recherche de la haute précision.

Qu'est-ce que le rayon d'une étoile ?

Les étoiles sont des sphères gazeuses et n'ont pas pour cette raison une surface bien définie. Pour une étoile comme le Soleil cependant, la région qui domine la photosphère a une densité très faible et elle contribue très peu à la luminosité solaire totale. On peut donc définir son rayon sans ambiguïté, ainsi que deux quantités associées : la température effective et la gravité de surface. Toutes les étoiles n'ont pas une atmosphère aussi compacte : par exemple les proto-étoiles, les géantes rouges ou les nébuleuses planétaires ont des atmosphères étendues. Dans ces cas, on associe le rayon à une grandeur physique qui varie avec la distance au centre de l'étoile. Le rayon est alors égal à la distance à laquelle la grandeur choisie atteint une valeur conventionnelle. Baschek et al. (1991) explicitent les cinq grandeurs associées au rayon dans la littérature : la densité, la masse, la profondeur optique, l'intensité émise et la température. Deux de ces grandeurs, la profondeur optique et l'intensité émise, dépendent explicitement de la longueur d'onde. Dans ce qui suit, je ferai usage du rayon lié à l'intensité émise pour définir le *rayon de disque uniforme*, et du rayon à température fixée pour définir le *rayon de disque assombri*.

Modèle de disque uniforme (DU)

C'est le modèle le plus simple pour l'observateur : la brillance du disque stellaire est supposée uniforme sur toute sa surface à la longueur d'onde d'observation λ . D'après le théorème (7.4), le carré visibilité mesurée par un interféromètre de base projetée sur le ciel B_{\perp} prend la

forme

$$\mathcal{V}^2 = \left(\frac{2J_1(x)}{x} \right)^2 \quad \text{avec} \quad x = \frac{\pi B_{\perp} \varphi_u}{\lambda}, \quad (7.7)$$

où φ_u est le diamètre angulaire de DU et J désigne la famille des fonctions de Bessel de 1^{re} espèce. C'est un modèle à paramètre unique qui peut être contraint sans ambiguïté par deux observations. Le diamètre linéaire s'en déduit pourvu que la parallaxe, c'est-à-dire la distance, de l'étoile soit connue.

La simplicité de ce modèle se paye d'une difficulté d'interprétation : comment relier ce diamètre apparent à un diamètre plus universel ? À condition de tenir compte de l'effet d'assombriement centre-bord, il est possible de faire une conversion vers le diamètre de disque assombri qui est indépendant de la longueur d'onde.

Modèle de disque assombri au limbe (DA)

On définit le rayon de DA comme étant le rayon R_{\star} lié à la température effective et à la gravité de surface par les équations $T_{\text{eff}} = (L_{\star}/4\pi R_{\star}^2 \sigma)^{1/4}$ et $g = GM_{\star}/R_{\star}^2$, où σ est la constante de Stefan-Boltzmann et G celle de Newton. C'est donc le rayon associé à la couche de température thermodynamique $T = T_{\text{eff}}$.

En raison de l'assombriement centre-bord (ACB), le diamètre de DU est toujours plus petit que celui de DA. Le passage de l'un à l'autre nécessite une loi d'ACB pour l'intensité normalisée \mathcal{I} émise à la distance r du centre du disque. Dans la littérature, ce genre de loi est toujours paramétré par le cosinus de l'angle entre la ligne de visée et la normale à la surface stellaire au point considéré, canoniquement noté μ . Il en existe plusieurs sortes conçues pour traiter tel ou tel problème (Hestroffer, 1997, pour une revue). Par exemple, A. Eddington proposa pour le Soleil la simple loi linéaire $\mathcal{I}(\mu) = 1 - 0,6(1 - \mu)$. Pour l'interprétation des mesures de VINCI, j'ai utilisé une loi plus sophistiquée à quatre paramètres, proposée et tabulée par Claret (2000) en fonction de la longueur d'onde pour tous les types spectraux :

$$\mathcal{I}_{\lambda}(\mu) = 1 - a_1(1 - \mu^{1/2}) - a_2(1 - \mu) - a_3(1 - \mu^{3/2}) - a_4(1 - \mu^2). \quad (7.8)$$

La transformée de Fourier d'un modèle à symétrie axiale, s'écrit sous la forme d'une *transformée de Hankel* dont le noyau est une fonction de Bessel. Le carré de la visibilité monochromatique d'un DA de diamètre angulaire φ_a est donc

$$\mathcal{V}_{\lambda}^2 = \left[\frac{\int_0^{\infty} \mathcal{I}_{\lambda}(r) J_0(2\pi B_{\perp} r/\lambda) r dr}{\int_0^{\infty} \mathcal{I}_{\lambda}(r) r dr} \right]^2 = \left[\frac{\int_0^1 \mathcal{I}_{\lambda}(\mu) J_0(\pi B_{\perp} \varphi_a \sqrt{1 - \mu/\lambda}) \mu d\mu}{\int_0^1 \mathcal{I}_{\lambda}(\mu) \mu d\mu} \right]^2. \quad (7.9)$$

Observation en bande large

Comme beaucoup d'instruments, VINCI observe en bande large pour collecter plus de lumière. On peut s'en accommoder en définissant une longueur d'onde *iso-visibilité* qui donne la même visibilité que la mesure large bande ; c'est ce que je ferai au §8.4.4. Le résultat est satisfaisant si l'étoile n'est pas trop résolue et si on ne cherche pas une précision meilleure que le pourcent.

On ne peut toutefois s'en contenter pour réaliser des mesures de haute précision – ce vers quoi on tend avec les exoplanètes. Observer en bande large avec un interféromètre c'est aussi observer à plusieurs fréquences spatiales B_{\perp}/λ simultanément. En anglais, cet effet est appelé *bandwidth smearing*, ce que je propose de traduire par *brouillage spectral*. Il est donc plus exact de calculer une visibilité intégrée sur toute la bande : en notant η la transmission spectrale de l'instrument et \mathcal{S} le spectre de l'étoile, le carré de la visibilité mesuré par VINCI dans la bande K s'écrit

$$\mathcal{V}_K^2 = \frac{\int_K \mathcal{V}_{\lambda}^2 (\eta \mathcal{S})^2(\lambda) d\lambda}{\int_K (\eta \mathcal{S})^2(\lambda) d\lambda}. \quad (7.10)$$

Diamètres de Sirius et de Procyon

Sirius et Procyon sont deux étoiles chaudes de types précoces dont les spectres \mathcal{S} peuvent être approximés de manière satisfaisante par des spectres de corps noir. On trouvera leurs caractéristiques ainsi que les paramètres d'ACB dans la table 7.1. Bien que ces paramètres soient disponibles pour un échantillonnage fin en longueur d'onde, nous avons estimé qu'il était suffisant de travailler avec les valeurs calculées pour l'ensemble de la bande K. Pour η , nous avons utilisé les mesures de Kervella et al. (2003b). Enfin, les diamètres sont déterminés par ajustement du modèle choisi sur les données grâce à un algorithme de Levenberg-Marquardt (Fig. 7.3 & Tab. 7.2). A noter que dans la zone mesurée, la courbe de DU est indistinguable de celle de DA, ce qui empêche de procéder à un ajustement global incluant les paramètres d'ACB.

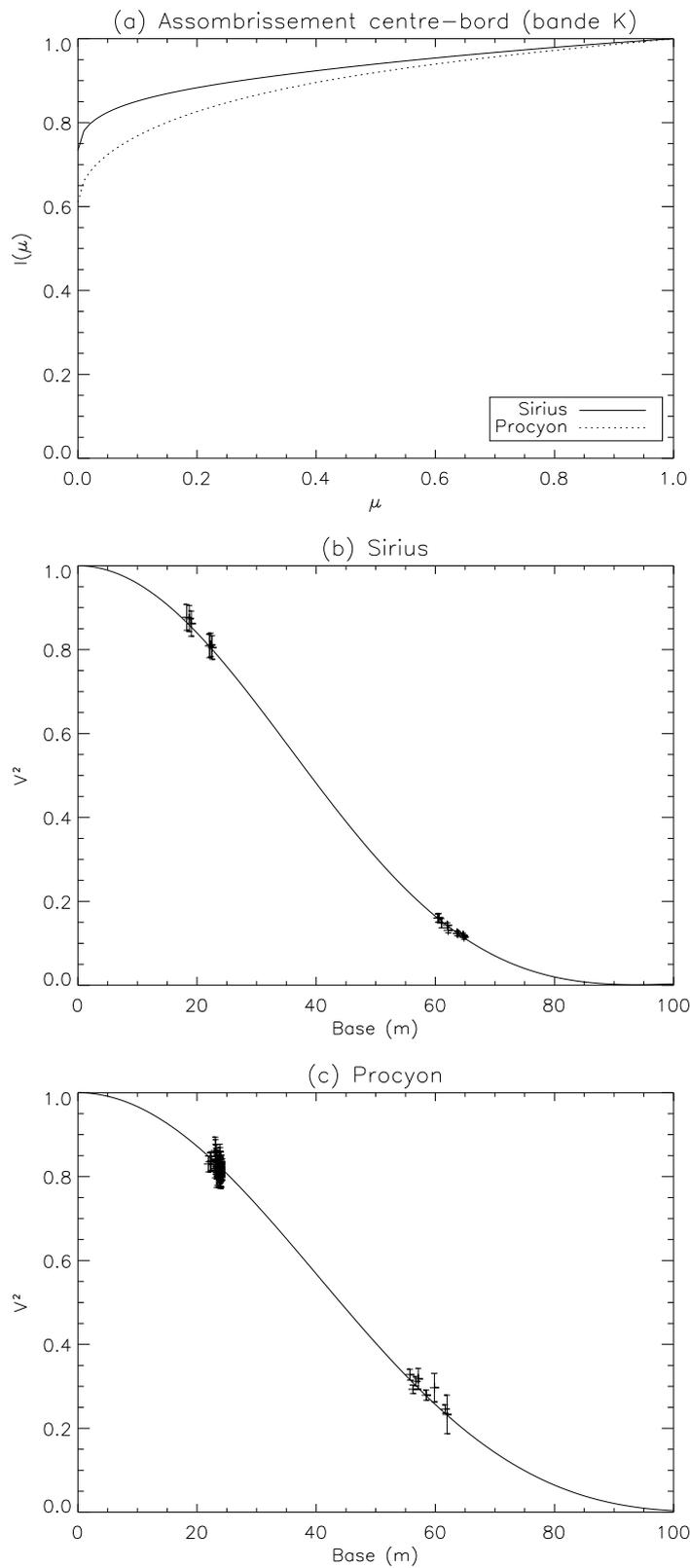
	Sp	T_{eff} (K)	$\log g$	[M/H]	VT (km/s)	a_1	a_2	a_3	a_4
Sirius	A1V	10 000	4,5	0,0	0,0	0,53	-0,69	0,67	-0,24
Procyon	F5IV-V	6500	4,0	0,0	2,0	0,51	0,08	-0,40	0,20

Table 7.1 – Caractéristiques de Sirius & Procyon, et paramètres d'assombrissement centre-bord pour la bande K tirés de Claret (2000) pour le modèle ATLAS.

Avec l'interférométrie fibrée telle que nous l'avons décrite au §7.4.1, la précision des mesures de \mathcal{V}^2 peut être meilleure que le pourcent. Il s'ensuit que c'est aussi le cas de précision formelle sur la mesure de diamètre. Dans cette situation, le choix du modèle prend toute son importance car les déterminations peuvent différer de plus d'une barre d'erreur. C'est précisément le cas pour ces deux étoiles (Tab. 7.2).

	φ_u ($\lambda = 2,18 \mu\text{m}$)	φ_u (bande K)	φ_a (bande K)
Sirius	$5,90 \pm 0,01$	$5,97 \pm 0,02$	$6,04 \pm 0,02$
Procyon	$5,24 \pm 0,02$	$5,29 \pm 0,03$	$5,37 \pm 0,03$

Table 7.2 – Diamètres angulaires de Sirius & Procyon en millisecondes d'angle selon différents modèles, notamment à la longueur d'onde iso-visibilité de VINCI ($2,18 \mu\text{m}$). Les barres d'erreur sont atteintes lorsque le χ^2 s'est accru d'une unité.



F . 7.3 – (a) Modèles d'assombriement centre-bord en bande K. (b) et (c) Courbes de disque assombri en bande large superposées aux mesures de VINCI. Le χ^2 réduit d'ajustement vaut respectivement 0,3 et 0,4.

Un compagnon comme écart au modèle d'étoile unique

Dans la perspective de la détection d'exoplanètes, il est intéressant de signaler que Sirius & Procyon sont des binaires spectroscopiques dont les compagnons sont des naines blanches. Pourtant, l'ajustement d'un modèle d'étoile unique est excellent dans les deux cas : le χ^2 réduit vaut respectivement 0,3 et 0,4. Ce n'est pas surprenant quand on sait que la différence de magnitude entre les composantes est de l'ordre de 9 en K, ce qui rend les compagnons parfaitement indétectables. Comme on le verra, un compagnon faible se signale par la présence d'ondulations dans la courbe de visibilité (§10.1). Plus la précision des mesures augmente et plus la qualité de l'ajustement d'un modèle d'étoile unique se dégrade jusqu'à pouvoir être statistiquement rejeté au profit d'un modèle d'étoile double par un test du χ^2 . On voit ici comment se rejoignent précision et dynamique. Savoir déterminer précisément le diamètre d'une étoile seule est donc une étape essentielle dans la détection des exoplanètes.

8

Un catalogue d'étoiles-étalons

Le contraste des franges en visibilité nécessite l'observation d'au moins une source astronomique de référence – d'un étalon en raccourci – avec lequel est déterminée l'efficacité interférométrique (§7.3.3). La constitution d'un catalogue d'étalons tire donc son origine d'un besoin au sein de l'équipe FLUOR du LESIA. Comme ce besoin est partagé par l'ensemble de la communauté, ce travail a fait l'objet d'une publication que le lecteur trouvera à l'annexe F, et m'a conduit à partir de septembre 2001 à participer à un groupe de travail au sein du Centre Jean-Marie Mariotti (JMMC).

La solution idéale en matière d'étalonnage serait une source ponctuelle, c'est-à-dire parfaitement non résolue par l'interféromètre, qui donnerait l'efficacité interférométrique sur le champ. Cependant, les sources astronomiques non résolues sont forcément lointaines et la plupart du temps, les interféromètres n'ont pas une sensibilité suffisante pour les observer. Par conséquent, j'adopte une définition plus large et plus opérationnelle tout en restant rigoureuse : *un étalon est une source dont on est capable de prédire en tout lieu et à tout instant la visibilité avec une précision suffisante*. Qu'est-ce qu'une précision suffisante ? Idéalement, l'incertitude totale sur la mesure ne doit pas être dominée par l'incertitude systématique due à la méconnaissance de l'étalon. Bien que des objets de natures très différentes puissent faire l'affaire, j'ai délibérément choisi de ne sélectionner que des étoiles compactes et isolées pour des raisons de simplicité et de fiabilité. À condition qu'elles ne soient que faiblement résolues par l'interféromètre, ces étoiles peuvent en effet être modélisées de manière satisfaisante par un modèle de DU calculé pour la longueur d'onde de travail.

Pour ne pas rentrer dans un cercle vicieux, il est souhaitable de ne pas utiliser de prime abord des étoiles mesurées par interférométrie, surtout si elles forment un ensemble hétérogène provenant de sources différentes. Je me suis donc appuyé sur un catalogue d'étalons spectrophotométriques réalisé pour l'observatoire spatial ISO (§8.1) au sein duquel j'ai effectué une sélection guidée par les exigences interférométriques (§8.2). Dans un deuxième temps, j'ai calculé pour une série de bandes infrarouges les diamètres de DU de ces étoiles à partir des diamètres de DA tirés du catalogue spectro-photométrique (§8.4.3). Enfin, je les ai comparés aux autres déterminations de la littérature (§8.5). Pour clore ce chapitre, j'examinerai les limitations de ce catalogue et son extension par Antoine Mérand (§8.6).

8.1 Un catalogue d'étalons spectro-photométriques

Cohen et al. (1999) ont bâti un catalogue d'étoiles de référence pour la spectro-photométrie infrarouge spatiale. Outre une liste de spectres étalonnés de manière absolue, ce catalogue fournit pour chaque étoile un diamètre de DA. Comme les critères de sélection mis en œuvre par ces auteurs rejoignent les exigences de l'interférométrie infrarouge, c'est assez naturellement que leur catalogue s'est trouvé placé au fondement de mon travail. Je commencerai donc par résumer la procédure suivie par ces auteurs.

8.1.1 Synthèse des spectres

Cohen et al. ont assemblé pour une douzaine d'étoiles des fragments spectraux observés à travers les fenêtres atmosphériques, en comblant les espaces manquants avec des fragments spectraux synthétiques. Ils ont ensuite étalonné ces *spectres composites* de manière absolue en utilisant leur étalon primaire, Sirius³⁰. Enfin, par ajustement de modèles d'atmosphère de Kurucz (1993) sur les spectres composites, ils ont dérivé pour chaque étalon secondaire un diamètre angulaire de DA assorti d'une incertitude formelle.

Afin d'augmenter substantiellement le nombre d'étalons secondaires sans avoir à procéder à de nouvelles observations spectroscopiques, Cohen et al. font l'hypothèse fondamentale qu'*une fois corrigé du rougissement interstellaire, le spectre d'une géante K0–M0 peut servir de prototype pour tout autre étoile de même type spectral*. De cette manière, il suffit de disposer de mesures photométriques absolues pour recalibrer en flux les spectres les uns par rapport aux autres. Si κ est le facteur d'échelle entre l'étalon prototype de sa classe et une nouvelle étoile de même type spectral, le diamètre angulaire de la seconde se déduit de celui de la première par application d'un facteur $\sqrt{\kappa}$. Toute la difficulté est donc reportée sur le choix d'étoiles pour lesquelles leur hypothèse fondamentale est raisonnablement vérifiée.

8.1.2 Sélection des étoiles

Cohen et al. ont cherché dans la base de données du satellite IRAS³¹ au moins une étoile pour 50 deg² sur le ciel vérifiant les critères :

1. Flux minimal de 1 Jy à 25 μm ;
2. Position dans le diagramme couleur IR-couleur IR qualifiée de « normale » par Walker et Cohen (1988) ;
3. Non variable (avec une probabilité supérieure à 90 %), non carbonée et sans raie en émission ;
4. Isolée : l'ensemble des sources à moins de 6' ne doit pas contribuer à plus de 5 % du flux total à 12 et 25 μm ;
5. Loin de zones d'émission IR ;
6. De type spectral K0–M0 et de classe de luminosité II-IV.

Ils ont retenu 422 étoiles dont ils ont rassemblé ou fait mesurer la photométrie avec un souci particulier de traçabilité afin de l'étalonner de manière absolue par rapport à Sirius.

30. Sirius est préféré à Véga en raison de l'émission infrarouge du disque de poussière entourant cette dernière.

31. Infrared Astronomical Satellite Catalogs, 1988. The Point Source Catalog, version 2.0, NASA RP-1190

8.2 Exigences interférométriques

Les étoiles de Cohen et al. conviennent aux besoins des interférométristes pourvu que tout écart au modèle de DU ne perturbe pas la visibilité au-delà de la précision des mesures. Ainsi, on souhaite rejeter toute étoile environnée par un disque ou une atmosphère étendue, possédant un compagnon dans le champ de l'interféromètre, ou plus généralement variable quelqu'en soit la raison. Pour des raisons pratiques, on exige de plus que tout compagnon soit suffisamment distant pour qu'il n'y ait pas de risque de confusion au moment du pointage. On évite ainsi qu'après un décrochement dû à la turbulence, l'asservissement de pointage ne se verrouille sur le compagnon. Pour une utilisation de FLUOR sur l'interféromètre IOTA, j'ai considéré que toute étoile binaire de séparation inférieure à 4'' n'était pas utilisable, mais j'ai autorisé les compagnons à moins de 30'' pourvu qu'ils soient de 5 magnitudes plus faibles que la primaire en bande V. Ce sont les performances des télescopes (pointage à 1''), des suiveurs d'étoiles, les conditions atmosphériques (*seeing* typique de 1–1,5'') et la taille du champ interférométrique (environ 1'' en bande K) qui ont guidé ce choix. J'ai donc réexaminé la liste de Cohen et al. en utilisant les outils Simbad et VizieR du Centre de données astronomiques de Strasbourg (CDS).

8.3 Sélection des étoiles

Selon la classification hiérarchique de Simbad (Ochsenbein & Dubois, 1992), les étoiles de Cohen et al. appartiennent à l'une des 12 catégories de la table 8.1. Les priorités sont établies de telle sorte que par exemple une étoile variable dans un système double est classée comme variable et non comme étoile double. La classe d'objet attribuée par Simbad ne permet donc pas de filtrer toutes les étoiles multiples selon les critères énoncés au paragraphe précédent. J'ai donc interrogé via VizieR le catalogue des doubles visuelles d'Hipparcos (Dommanget & Nys, 2000), ainsi que le catalogue de binaires spectroscopiques dressé par Batten et al. (1989). Par ailleurs, les étoiles dont la cause de variabilité est identifiée (priorités 1 à 5) ont été retirées de la liste. M'appuyant sur la première sélection de Cohen et al., j'ai conservé celles qui sont simplement classées comme variables, très probablement en raison de mesures discordantes et non d'une variabilité réelle. Les trois étoiles appartenant à un amas n'ayant pas de compagnon à moins de 1' sont également conservées. Au bout du compte, il reste 374 étoiles dans le catalogue.

8.4 Propriétés du catalogue

8.4.1 Présentation générale

Pour faciliter son utilisation dans un cadre interférométrique, j'ai adjoint au catalogue original de Cohen et al. un ensemble d'informations qui relèvent des sept catégories suivantes :

1. **Identification** : numéros de l'étoile dans les catalogues de Henry Draper (HD) et des étoiles brillantes (HR), nom de Bayer et/ou de Flamsteed. L'identificateur primaire est le numéro HD ; en l'enregistrant systématiquement avec les observations, il permet une bonne traçabilité de l'étalonnage, soit pour la prise en compte de corrélations entre les

Priorité	Code	Nom attribué par Simbad	Nb. initial sur 422	Nb. restant sur 374
1	14.09.05.4	Semi-regular pulsating star	5	0
2	14.09.04.5	Variable of RS CVn type	3	0
3	12.13.01.2	Eclipsing binary of Beta Lyrae type	1	0
4	14.09.05.0	Pulsating variable star	2	0
5	14.09.01.0	Variable of irregular type	3	0
6	12.13.02.0	Spectroscopic binaries	12	0
7	14.09.00.0	Variable star	99	96
8	14.07.00.0	High proper-motion star	21	21
9	14.04.00.0	Star in double system	56	52
10	14.01.00.0	Star in a cluster	3	3
11	12.13.00.0	Double or multiple star	12	0
12	14.00.00.0	Star	205	202

T . 8.1 – Répartition des étoiles suivant la classification de Simbad.

observations (Perrin, 2003b), soit pour toute nouvelle analyse des données après mise à jour du catalogue ;

2. **Coordonnées** : ascension droite, déclinaison, mouvement propre et parallaxe d'après le catalogue Hipparcos (Perryman et al., 1997) ;
3. **Photométrie** : magnitudes B, V, J, H, K, L, M, N compilées d'après Simbad, Cohen et al. (1999) ou estimées le cas échéant à partir de valeurs tabulées en fonction du type spectral (Cox, 2000, par ex.) ;
4. **Physique stellaire** : type spectral (Cohen et al., 1999), température effective & gravité de surface (Cox, 2000, par ex.), paramètres linéaires d'ACB en bandes J, H & K (Claret et al., 1995) ;
5. **Diamètres angulaires** : diamètres de DA (Cohen et al., 1999), diamètres de DU en bandes J, H & K, tous munis de leurs incertitudes ;
6. **Interférométrie** : longueur d'onde effective et facteur de forme pour une observation en bande K' (définis au §8.4.4) ;
7. **Commentaires** : classe d'objet selon Simbad, magnitude et séparation de compagnons éventuels (Dommanget & Nys, 2000).

Le détail de chaque colonne du catalogue ainsi que le catalogue lui-même peuvent être téléchargés depuis le CDS à l'adresse <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=J/A+A/393/183>.

8.4.2 Informations statistiques

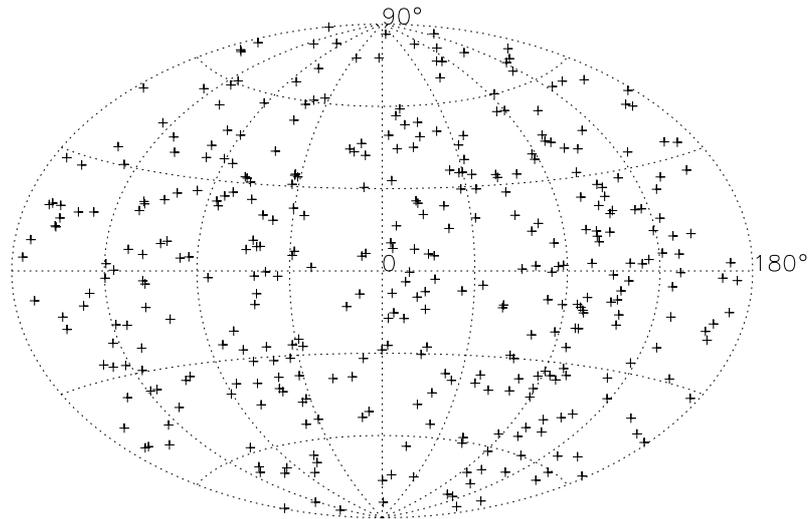
Les étoiles du catalogue sont typiquement des géantes de type K0–M0 (Tab. 8.2 & 8.3) de magnitude V=4–6 et K=1–3, ayant un diamètre angulaire de 1–4 mas connu avec une précision relative de 1–2 % (Fig. 8.2). La couverture du ciel est excellente comme on peut s'en convaincre en regardant la figure 8.1. L'écart angulaire entre un point quelconque du ciel et le plus proche étalon a pour valeur médiane 5,2° et pour valeur maximale 16,4°.

Classe de luminosité	II	II-III	III	III-IV	IV
Nombre d'étoiles	17	11	340	4	2

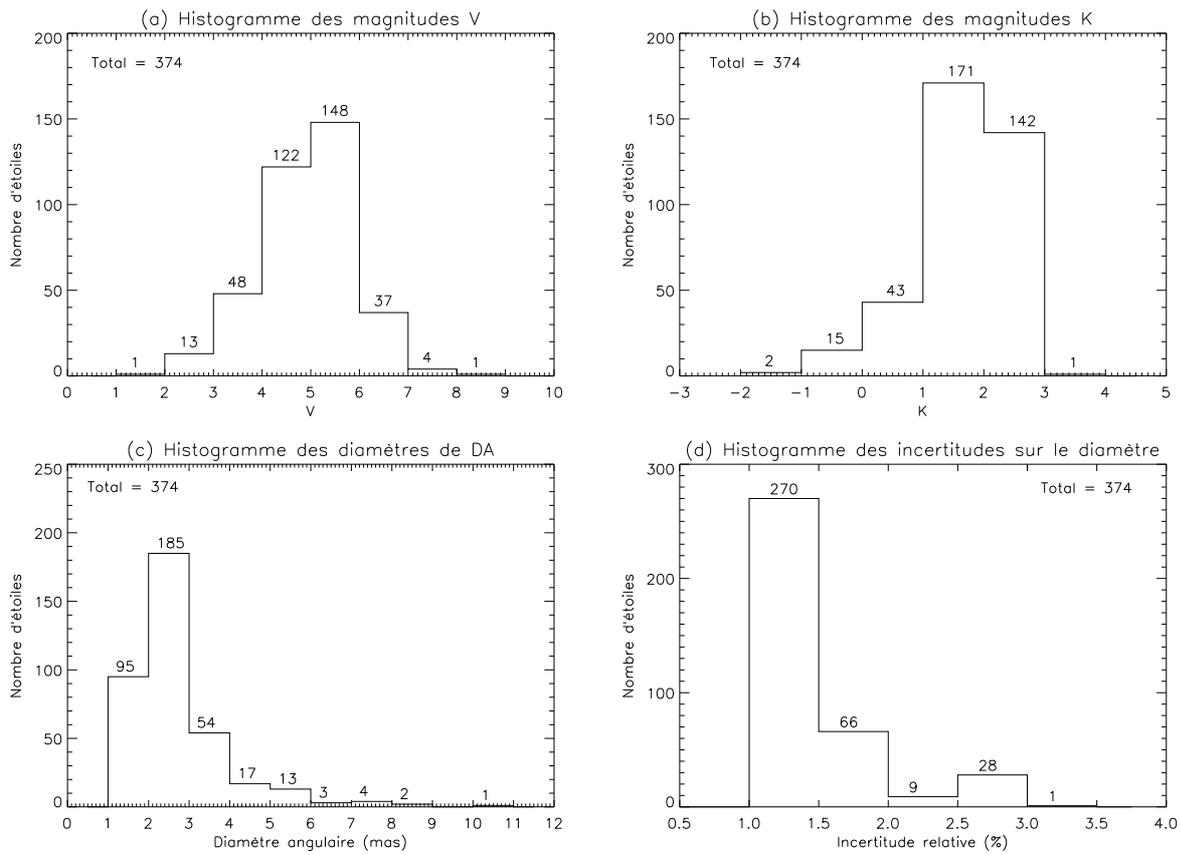
T . 8.2 – Répartition des 374 étoiles du catalogue en fonction de la classe de luminosité

Type spectral	K0	K1	K2	K3	K4	K5	K6	K7	K8	M0
Nombre d'étoiles	43	30	59	59	13	95	4	4	1	66

T . 8.3 – Répartition des 374 étoiles du catalogue en fonction du type spectral



F . 8.1 – Couverture du ciel par les étalons du catalogue (projection de Hammer-Aitoff).



F . 8.2 – Répartition des 374 étoiles du catalogue en fonction (a) de la magnitude V, (b) de la magnitude K, (c) du diamètre de DA, et (d) de l'incertitude relative sur ce diamètre. Liste des valeurs médianes : $V = 5,0$; $K = 1,8$; $\varphi_a = 2,3$ mas ; $\Delta\varphi_a/\varphi_a = 1,2$ %.

8.4.3 Calcul des diamètres angulaires

Pour ce calcul, j'ai choisi un traitement simplifié de l'ACB à l'aide d'un modèle linéaire de la forme $I(\mu) = 1 - u_\lambda(1 - \mu)$ et les coefficients u_λ calculés par Claret et al. (1995) pour les bandes J, H & K. Avec ce modèle linéaire, Hanbury Brown et al. (1974) ont montré qu'on commet une erreur inférieure à 0,2 % en convertissant le diamètre de DA en celui de DU en utilisant la formule

$$\frac{\varphi_u}{\varphi_a} = \sqrt{\frac{1 - 7u_\lambda/15}{1 - u_\lambda/3}}. \quad (8.1)$$

Dans le calcul de l'incertitude sur φ_u , il faut tenir compte de l'erreur commise sur u_λ qui s'obtient par interpolation dans une table à double entrée : température effective T_{eff} & gravité de surface $\log g$. Bien que ces deux paramètres puissent être déterminés avec une excellente précision par une observation dédiée, j'ai trouvé en comparant plusieurs auteurs qu'il ne fallait pas espérer une précision meilleure que $\Delta T_{\text{eff}} \simeq 200$ K et $\Delta \log g \simeq 0,4$ pour une étoile dont on ne connaît que le type spectral. Après propagation des erreurs, on trouve que l'incertitude résultante sur φ_u est du même ordre que celle introduite par l'utilisation de (8.1). En conséquence, le processus de conversion des diamètres de DA vers ceux de DU ne dégrade que très faiblement la précision initiale : par exemple, la précision médiane reste égale à 1,2 % en bande K.

8.4.4 Longueur d'onde effective et facteur de forme

Ces deux quantités ont été calculées par Gilles Chagnon pour la bande K' à partir des spectres de Cohen et al. (1999) en supposant indépendante de λ la transmission du coupleur de FLUOR. Comme elles ne font intervenir que le spectre de l'étalon et la transmission du filtre K', elles sont *a priori* utilisables pour tout autre instrument observant dans la même bande. En dehors de leur nécessité technique dans la réduction des données, elles apportent une information relative sur la manière dont différents types spectraux sont perçus par l'instrument.

Longueur d'onde effective

Même pour les mesures en bande large, il est commode d'utiliser le formalisme monochromatique si la précision cherchée n'est pas trop grande. Au §7.4.2, j'ai défini une *longueur d'onde iso-visibilité* à laquelle la visibilité monochromatique est égale à la mesure en bande large. Pratiquement, on peut approcher cette longueur d'onde par la *longueur d'onde effective* définie comme suit. Au 1^{er} ordre autour de λ_0 , $\mathcal{V}^2(\lambda) = \mathcal{V}^2(\lambda_0) + A(\lambda - \lambda_0)$. En remplaçant dans l'expression (7.10), on obtient

$$\mathcal{V}_{K'}^2 = \mathcal{V}^2(\lambda_0) + A \frac{\int_{K'} (\lambda - \lambda_0) (\eta\mathcal{S})^2(\lambda) d\lambda}{\int_{K'} (\eta\mathcal{S})^2(\lambda) d\lambda}. \quad (8.2)$$

La longueur d'onde effective est choisie de telle sorte à annuler le terme du 1^{er} ordre, soit

$$\lambda_{\text{eff}} \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{\int_{K'} \lambda (\eta\mathcal{S})^2(\lambda) d\lambda}{\int_{K'} (\eta\mathcal{S})^2(\lambda) d\lambda}. \quad (8.3)$$

Pour les étoiles du catalogue, λ_{eff} vaut typiquement 2,135 μm avec une excursion maximale de 0,1 % sur la plage K0–M0.

Facteur de forme

Le facteur de forme est tout simplement le dénominateur de (8.3), soit

$$\mathcal{F}_{K'} \stackrel{\text{déf.}}{=} \int_{K'} (\eta\mathcal{S})^2(\lambda) d\lambda. \quad (8.4)$$

Pour les étoiles K0–M0 du catalogue, il varie de 13,14 à 13,22 μm (unité valable pour un spectre normalisé).

8.4.5 Taille effective du catalogue

En introduction de ce chapitre, je requérais que l'incertitude de la mesure de visibilité ne soit pas dominée par l'incertitude induite par la méconnaissance de l'étalon. Cette condition ne peut pas être remplie quelle que soit la fréquence spatiale, c'est-à-dire quelle que soit la base pour une longueur d'onde donnée. En effet, l'incertitude relative sur \mathcal{V} est liée à celle sur φ_u par

$$\frac{\Delta\mathcal{V}}{\mathcal{V}} = x \frac{J_2(x)}{J_1(x)} \frac{\Delta\varphi_u}{\varphi_u} \quad \text{où} \quad x = \frac{\pi B_{\perp} \varphi_u}{\lambda}. \quad (8.5)$$

L'incertitude relative sur \mathcal{V}^2 est simplement le double de celle sur \mathcal{V} . Grâce à la formule (8.5), on peut calculer le nombre d'étalons utilisables pour un couple (B, λ) et une précision $\Delta\mathcal{V}/\mathcal{V}$ voulue. C'est ce que j'appelle la *taille effective* du catalogue. Une représentation en est donnée pour la bande K sous forme graphique à la figure 8.3, et sous forme numérique à la table 8.4. On voit donc que si on souhaite tirer le meilleur parti de l'interférométrie fibrée, *i. e.* atteindre une précision de 0,5 % ou mieux, ce catalogue présente un intérêt jusqu'à des bases de l'ordre de 50 m. C'est exactement ce dont l'équipe FLUOR avait besoin sur l'interféromètre IOTA ($B_{\text{max}} = 38$ m), mais c'est clairement insuffisant pour VINCI sur le VLTI ($B_{\text{max}} = 202$ m). C'est pourquoi, je discuterai d'une extension de ce catalogue vers les grandes bases et les hautes précisions au §8.6.

Base (m)	$\Delta\mathcal{V}/\mathcal{V}$			
	0,5 %	1 %	2 %	5 %
50	316	354	366	372
100	24	186	305	341
150	0	4	126	266
200	0	0	4	127

T . 8.4 – En bande K, nombre d'étalons utilisables à la précision relative indiquée en fonction de la base de l'interféromètre.

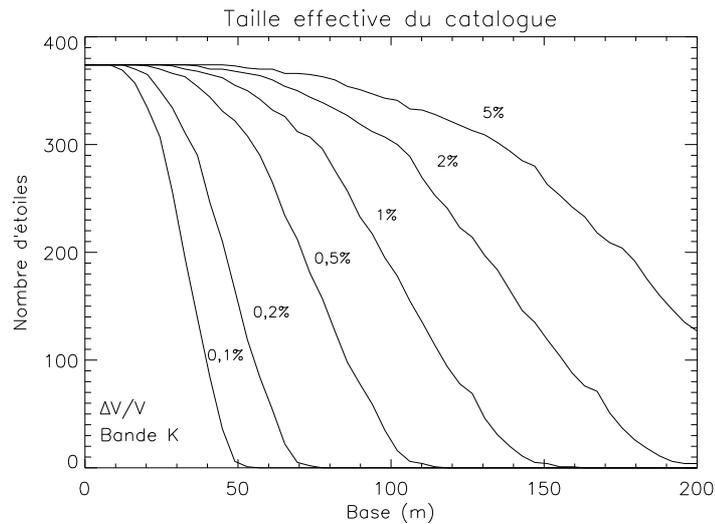


Fig. 8.3 – En bande K, nombre d'étalons utilisables à la précision relative indiquée en fonction de la base de l'interféromètre.

Remarque

J'insiste sur le fait qu'à moins de procéder à des observations spécifiques de l'étalon, le modèle de DU ne doit être considéré comme satisfaisant *a priori* que dans le premier lobe de la fonction (7.7). Cela m'a amené à imposer dans le calcul de la taille effective la condition $\mathcal{V} \geq 0,2$. À haute fréquence spatiale apparaissent en effet les signatures de l'ACB, de taches ou d'asymétries quelconques.

8.5 Comparaison avec la littérature

Un intérêt majeur des étalons de Cohen et al. est la précision avec laquelle les diamètres angulaires sont calculés, typiquement 1,2 % comme on l'a vu. Toutefois, il faut bien comprendre qu'il s'agit-là d'une précision formelle dérivée d'un ajustement (§8.1.1). Pour se convaincre de la réalité de cette précision, il est utile d'étendre la comparaison fragmentaire effectuée par Cohen et al. dans leur article original aux mesures interférométriques récentes et aux autres déterminations indirectes. Ce travail m'a été facilité par l'utilisation du *Catalog of High Angular Resolution Measurements* (CHARM) de Richichi et Percheron (2002).

À noter que CHARM ne fournit en aucune manière une solution à l'étalonnage. Comme c'est une compilation de tout ce qui a été publié, une même étoile apparaît plusieurs fois, posant ainsi le problème de la combinaison des différentes références. De plus, les mesures sont disparates, parfois douteuses et la couverture du ciel est très hétérogène. Il est donc indispensable de prendre le temps de vérifier une référence avant de l'utiliser, ce qui restreint l'utilité du catalogue hors de la communauté interférométrique.

Pour être capable de séparer incertitudes statistique et systématique, j'ai procédé à autant de comparaisons que j'ai trouvé de méthodes indirectes ou d'interféromètres fournissant des diamètres angulaires en nombre suffisant et avec une précision de quelques pourcents (Tab. 8.5).

Les résultats sont regroupés dans la table 8.6 et sur la figure 8.4. Dans tous les cas, l'accord est excellent et on n'observe aucun biais significatif entre les différents jeux de données (sauf peut-être avec les mesures de PTI). Lorsque le nombre de mesures est réduit, les statistiques sont bien sûr moins pertinentes et la comparaison n'est qu'indicative.

8.5.1 Méthodes indirectes

Méthode du flux infrarouge

Connue en anglais sous le sigle IRFM (*Infrared Flux Method*), cette méthode conduit conjointement au diamètre φ_a et à la température effective T_{eff} (Blackwell & Lynas-Gray, 1994). Elle nécessite la connaissance du flux bolométrique F_{bol} , de quelques mesures de flux monochromatiques absolus F_λ et l'utilisation d'un modèle d'atmosphère. Les relations importantes sont

$$\frac{F_{\text{bol}}}{F_\lambda} = \frac{\sigma T_{\text{eff}}^4}{\Phi(T_{\text{eff}}, g, \lambda, A)} \quad \text{et} \quad F_{\text{bol}} = \sigma T_{\text{eff}}^4 \frac{\varphi_a^2}{4}, \quad (8.6)$$

où A désigne les abondances atomiques et Φ une fonction qui se calcule à l'aide d'un modèle d'atmosphère. Le diamètre angulaire et la température effective sont calculés itérativement à partir d'une estimation initiale (celle issue du type spectral par exemple).

Le très bon accord avec les déterminations de Cohen et al. (Fig. 8.4ab) est à tempérer par le fait que les deux méthodes ne sont pas complètement indépendantes puisqu'elles utilisent toutes les deux les modèles de Kurucz.

Méthode de la brillance de surface

Cette méthode repose sur l'idée que le flux émis (W/m^2) est égal au produit de la brillance \mathcal{B}_V de la source ($\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}$) par l'angle solide sous lequel elle est vue. Ainsi en notant A_V l'extinction interstellaire en bande V ,

$$F_V = \pi \varphi_a^2 \mathcal{B}_V \quad \text{d'où} \quad V - A_V = -5 \log \varphi_a - 2,5 \log \mathcal{B}_V + \text{cste.} \quad (8.7)$$

On en déduit que la quantité

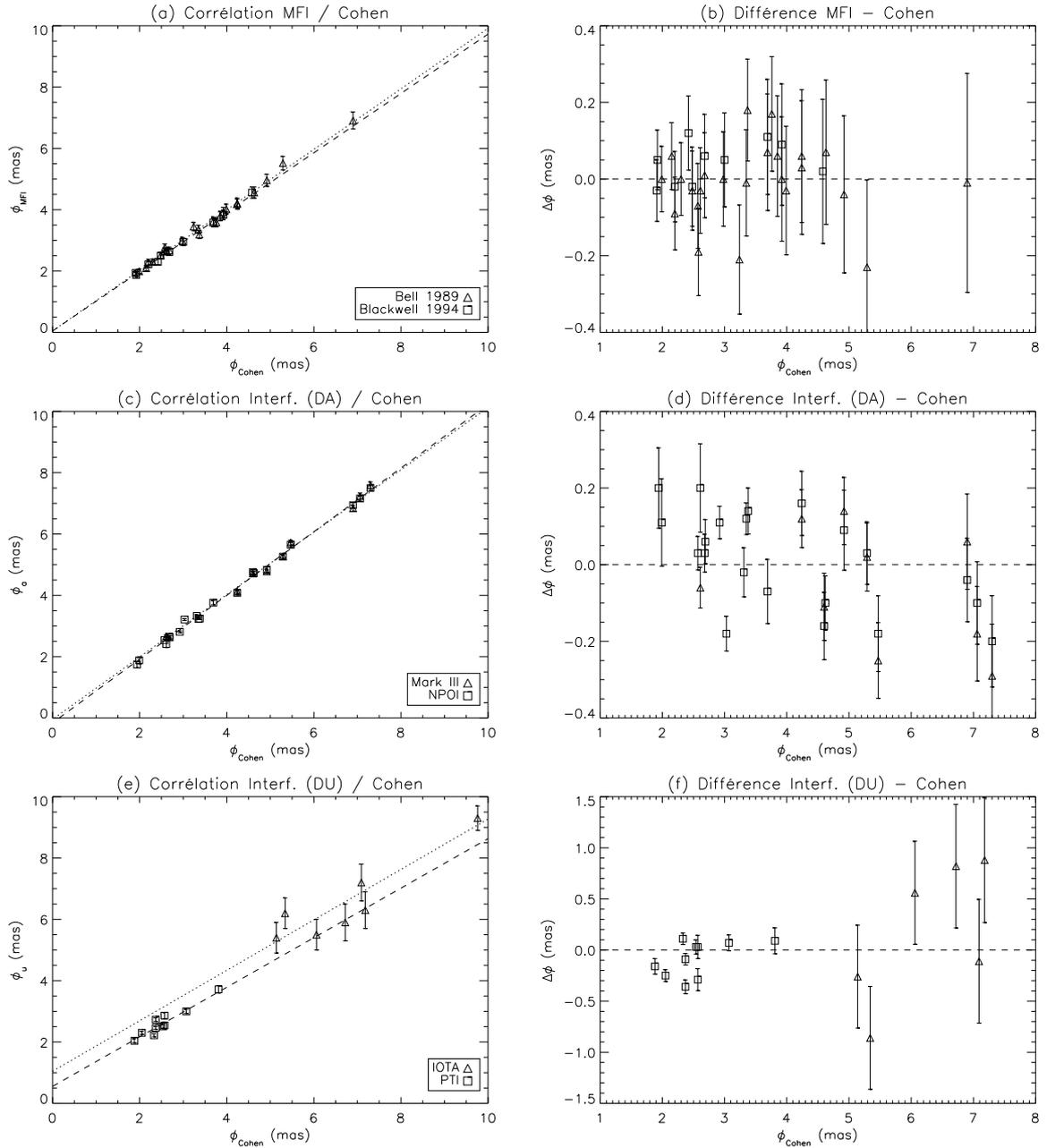
$$S_V \stackrel{\text{déf.}}{=} V - A_V + 5 \log \varphi_a, \quad (8.8)$$

est indépendante de la distance. Elle est appelée *brillance de surface* par di Benedetto (1998) qui choisit d'exprimer φ_a en millisecondes d'angle, de sorte que S_V est égal à la magnitude intrinsèque de la source lorsque l'étoile a un diamètre angulaire de 1 mas. Comme la brillance est liée à la température, il est naturel de la corrélérer avec un indice de couleur. D'après l'étude de di Benedetto qui s'appuie sur un ensemble de mesures interférométriques, c'est l'indice $V - K$ qui minimise la dispersion du nuage de corrélation. Cet auteur dérive alors pour les magnitudes intrinsèques l'approximation parabolique

$$S_V = 2,563 + 1,493(V - K)_0 - 0,046(V - K)_0^2. \quad (8.9)$$

Pour confronter cette relation avec les diamètres de notre catalogue, nous avons choisi de tracer en fonction de $V - K$ le rapport

$$\frac{\varphi_a \text{ (mas)}}{9,305 \cdot 10^{-0,2V}} = \frac{D_\star / D_\odot}{10^{0,2(5 - M_V)}}, \quad (8.10)$$



F . 8.4 – Comparaison des diamètres angulaires estimés par Cohen et al. avec ceux issus de la méthode du flux infrarouge (Figs. a–b), et ceux mesurés par interférométrie, soit pour un modèle de DU en bande K (Figs. c–d), soit pour un modèle de DA (Figs. e–f).

où D_* est le diamètre linéaire et M_V la magnitude absolue en V. Le second membre de l'équation montre que ce rapport est également indépendant de la distance. De cette façon, « on replace toutes les étoiles à égale distance » (en se servant de leur magnitude apparente) afin de comparer leurs diamètres. Le résultat confirme que l'indice $V-K$ est bon indicateur du diamètre angulaire des géantes K0–M0 (Fig. 8.5). On constate de plus qu'avec ce graphe, on détecte toutes les étoiles pour lesquelles la magnitude K a été pauvrement estimée à partir du type spectral. Si on exclut ces dernières, la dispersion autour de la parabole de di Benedetto chute de 5,4 à 2,7 %.

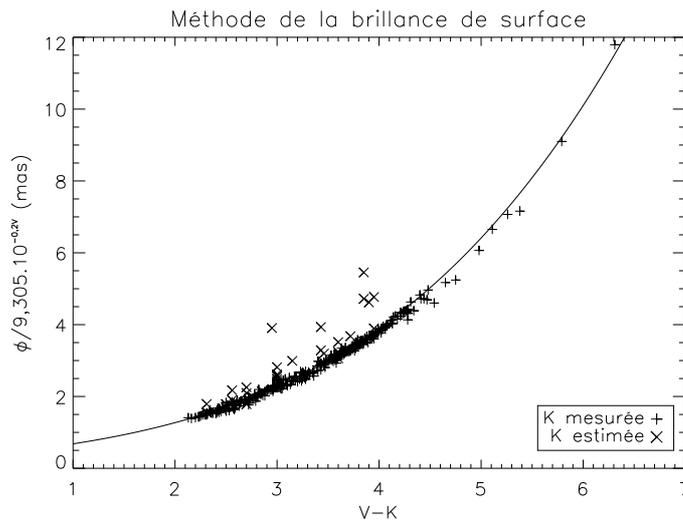


Fig. 8.5 – Confrontation entre les diamètres prédits par Cohen et al. (signes + et \times) et la méthode de la brillance de surface (trait plein). La courbe ne résulte donc pas d'un ajustement. Les croix (\times) correspondent aux étoiles pour lesquelles la magnitude K a été estimée à partir de leur type spectral.

8.5.2 Mesures interférométriques

Je les ai scindées en deux groupes : (i) des mesures de φ_a par les interféromètres Mark III et NPOI et (ii) des mesures de φ_u en bande K par IOTA et PTI. Dans le premier cas, les auteurs ont effectué leurs mesures en bande V, puis les ont converties en diamètre de DA par la méthode décrite au §8.4.3. Ce sont ces mesures qui par leur nombre et leur précision – inférieure à 2 % en moyenne – fournissent le meilleur test de la précision annoncée par Cohen et al.. On peut voir que l'accord est excellent sans biais significatif. Une légère tendance décroissante à la figure 8.4d devra toutefois être expliquée si elle se confirme.

Il faut reconnaître toutefois que c'est l'utilisation routinière du catalogue qui permettra sur le long terme d'établir une liste définitive d'étalons avec une précision améliorée. L'équipe FLUOR fait usage du catalogue depuis octobre 2000, de même que plusieurs membres de l'équipe VINCI. Jusqu'à présent, les mesures du VLTI ont confirmé à de rares exceptions près la qualité des estimations de diamètres.

Méthode	Instrument	Diamètre comparé	Précision moyenne	Nombre d'étoiles	Référence(s)
MFI (1)	–	φ_a	4,0 %	24	Bell et Gustafsson (1989)
MFI (2)	–	φ_a	4,0 %	10	Blackwell et Lynas-Gray (1994)
Interf.	Mark III	φ_a	1,6 %	9	Nordgren et al. (2001)
Interf.	NPOI	φ_a	1,9 %	21	Nordgren et al. (1999, 2001)
Interf.	IOTA	φ_u en K	8,4 %	7	Dyck et al. (1998)
Interf.	PTI	φ_u en K	2,8 %	10	van Belle et al. (1999)

T . 8.5 – Informations générales sur les références utilisées pour la comparaison de diamètres. MFI=Méthode du Flux Infrarouge, NPOI=Navy Prototype Optical Interferometer, IOTA=Infrared and Optical Telescope Array, PTI=Palomar Testbed Interferometer.

Determination	MFI (1)	MFI (2)	Mark III	NPOI	IOTA	PTI
Nb. d'étoiles	24	10	9	21	7	10
$\overline{\Delta\varphi}$ (mas)	$0,01 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,02$	$-0,06 \pm 0,05$	$0,01 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,24$	$-0,08 \pm 0,05$
σ (mas)	0,10	0,05	0,16	0,13	0,64	0,17
χ_N^2	0,5	0,4	2,4	3,0	1,4	6,7
a	$0,99 \pm 0,03$	$0,97 \pm 0,05$	$1,02 \pm 0,02$	$1,04 \pm 0,01$	$0,82 \pm 0,12$	$0,81 \pm 0,06$
b	$0,05 \pm 0,09$	$0,05 \pm 0,13$	$-0,04 \pm 0,09$	$-0,15 \pm 0,05$	$1,05 \pm 0,84$	$0,55 \pm 0,14$

T . 8.6 – Comparaison statistique des différents jeux de diamètres : $\Delta\varphi$ est la distribution de la différence entre la détermination de la littérature et celle de Cohen et al. Elle a pour valeur moyenne $\overline{\Delta\varphi}$, pour écart-type σ et pour somme quadratique $\chi_N^2 = \sum_{i=1}^N (\Delta\varphi_i / \sigma_i)^2 / N$. Les coefficients a et b sont resp. la pente et l'ordonnée à l'origine de la droite des moindres carrés ajustée sur le nuage de corrélation.

8.6 Extension du catalogue

8.6.1 Motivation

On a vu au §8.4.5 que le catalogue était inadapté pour les mesures à haute précision (de l'ordre du pourcent ou mieux) sur les bases longues, c'est-à-dire supérieures à 100 m. Or, c'est bien ce dont on a besoin pour les interféromètres les plus récents comme le VLTI ($B_{\max} = 202$ m), CHARA ($B_{\max} = 331$ m) et bientôt OHANA ($B_{\max} = 756$ m !).

Les interféromètres dont les télescopes ne pas sont équipés d'optique adaptative sont obligés de « figer la turbulence », c'est-à-dire de faire la mesure en un temps inférieur au temps caractéristique d'évolution de la turbulence atmosphérique. Il leur faut donc des objets lumineux qui par voie de conséquence sont presque toujours partiellement résolus. Du fait que l'interféromètre CHARA équipé de FLUOR entre dans cette catégorie, l'équipe de Meudon était poussée à développer une extension du catalogue initial. Ce travail a été pris en charge par Antoine Mérand avec lequel j'ai collaboré.

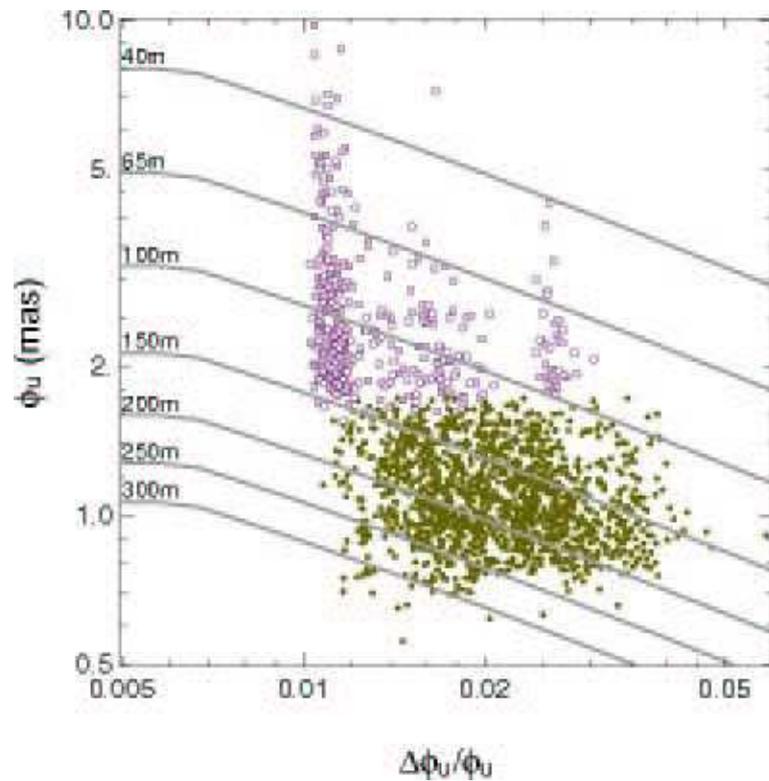
8.6.2 Procédure et résultats

En raison des succès de la méthode spectro-photométrique de Cohen et al., j'ai proposé de reprendre la démarche de ces auteurs en relâchant la contrainte sur le flux minimal imposée aux sources du catalogue IRAS (§8.1.2). Antoine Mérand a ensuite repris la procédure de sélection selon les critères spectro-photométriques et interférométriques. À partir du type spectral de l'étoile, le spectre du prototype est recalé en flux avec les mesures d'IRAS dans l'infrarouge moyen et celles du catalogue 2MASS dans l'infrarouge proche (bandes H et K_s). Il se trouve en effet que la photométrie du 2MASS vient étalonnée de manière absolue par Cohen et al. (2003) afin de fournir des étalons faibles pour la mission spatiale SIRTf. La procédure d'ajustement du spectre conduit comme précédemment au diamètre angulaire égal au diamètre de l'étalon multiplié par la racine carré du facteur d'échelle κ .

Le gain apporté par ce nouveau catalogue est démontré par la figure 8.6 qui est une illustration différente du concept de taille effective présenté au §8.4.5. Ici, toutes les étoiles permettant un étalonnage à mieux que le pourcent se situent sous la courbe étiquetée avec la longueur de base utilisée.

8.7 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai montré que l'étalonnage des interféromètres non pourvus d'optique adaptative et de suiveur de frange, passe par l'observation d'étoiles partiellement résolues pour lesquelles on souhaite un modèle de DU suffisamment précis. j'ai aussi expliqué comment sélectionner ces étoiles-étalons et comment calculer leur diamètre angulaire à partir de mesures photométriques. La validité de cette méthode est prouvée par la comparaison avec les mesures interférométriques et a justifié l'extension du catalogue initial pour une utilisation à des bases longues et/ou des précisions élevées. Je signale pour finir que ce catalogue a été retenu par le groupe de travail sur l'étalonnage du Centre Jean-Marie Mariotti, et doit être intégré au logi-



F . 8.6 – Comparaison entre le catalogue initial (\square) et son extension (\bullet). Les étoiles sont reportées dans un diagramme diamètre angulaire-incertitude relative. Celles qui se trouvent sous la courbe correspondant à une base donnée sont utilisables pour un étalonnage au pourcent près à cette base et en bande K.

ciel ASPRO développé par ce centre pour faciliter la préparation des observations interférométriques.

Vers un guide monomode pour l'infrarouge thermique

Le développement de FLUOR dans l'infrarouge proche (bandes K & L) encourage fortement à étendre la technique de l'interférométrie fibrée vers les fenêtres encore peu explorées en interférométrie de l'infrarouge thermique (bandes M, N & Q). Cette gamme de longueur d'onde est aussi le terrain de prédilection pour la recherche d'exoplanètes « terrestres » car avec une température effective de l'ordre de 300 K, c'est autour de 10 μm que le contraste planète/étoile est le plus élevé. Dans le cadre de la mission spatiale Darwin (Léger et al., 1996; Fridlund et al., 2000) qui a pour objectif la détection de ce type de planètes, des filtres modaux comme les fibres monomodes permettraient de relâcher considérablement la contrainte sur la qualité optique des miroirs. Pour cette raison, l'ESA les a classés parmi les points durs technologiques associés à la mission et a prévu un budget pour leur développement.

Bien avant Darwin et depuis le sol, l'instrument MIDI récemment installé sur le VLTI (Leinert et al., 2003), pourrait déjà bénéficier du filtrage modal par fibre monomode si ces composants existaient dans l'infrarouge moyen. Pour combler ce manque, le DESPA (actuel LESIA) s'est engagé fin 1999 au côté d'une industrie rennaise, Le Verre Fluoré, dans un contrat de recherche exploratoire financé pour un an par la Direction générale de l'armement (DGA). Le contrat portait sur la réalisation d'un guide monomode pour la bande 8–12 μm ayant des pertes de transmission inférieures à 3 dB/cm. Deux autres partenaires furent associés au contrat pour caractériser les prototypes : l'Institut d'astrophysique spatiale (IAS) à Orsay et le Laboratoire de physique des lasers (LPL) à Villetaneuse.

Dans ce chapitre, je reviendrai en détails sur la physique du filtrage modal (§9.1), je discuterai des caractéristiques des composants développés par Le Verre Fluoré (§9.2), puis je décrirai mon travail instrumental visant à caractériser leur efficacité de filtrage (§9.3).

9.1 Filtrage du front d'onde

9.1.1 Filtrage spatial par trou

En optique, il est d'usage courant de filter spatialement les faisceaux pour nettoyer le front d'onde de ses aberrations. La solution la plus répandue consiste à disposer un trou circulaire

au foyer d'une lentille convergente. Les aberrations de petites tailles, c'est-à-dire de hautes fréquences spatiales, se trouvent spatialement étalées au foyer de la lentille qui réalise physiquement une transformation de Fourier. Le rôle du trou est alors de sélectionner la partie centrale du champ qui contient essentiellement l'énergie associée aux basses fréquences spatiales. On comprend pourquoi un trou filtre efficacement les aberrations de hauts ordres, et moins bien ou pas du tout les aberrations de bas ordres, telles les modes de basculement (*tip-tilt* en anglais). Pratiquement, le choix du diamètre du trou dépend des caractéristiques du faisceau en général et de sa longueur d'onde en particulier. Si on travaille en bande large, le diamètre résulte d'un choix moyen, ce qui limite l'efficacité de filtrage. Pour certaines applications, ces désavantages ont motivé l'usage de fibres monomodes en remplacement des trous.

9.1.2 Filtrage modal par fibre

Fibres monomode et multimode

Dans une fibre optique dont les dimensions transversales sont grandes vis-à-vis de la longueur d'onde, les faisceaux lumineux subissent une série de réflexions totales jusqu'à l'extrémité. La propriété de guidage se comprend bien dans le cadre simplifié de l'optique géométrique ; on parle alors de fibre multimode.

Cette description ne s'applique plus lorsque les dimensions transversales de la fibre deviennent comparables à la longueur d'onde car il faut alors tenir compte de la diffraction. La fibre se comporte en guide d'onde si sa structure est telle qu'elle refocalise en permanence le faisceau dont la tendance naturelle est de diverger. On a affaire à une fibre monomode dans ce cas. Dans ce qui suit, nous donnons quelques propriétés des fibres monomodes dont le lecteur pourra trouver une description détaillée dans la monographie de Neumann (1988).

Propriétés des fibres monomodes

La structure de ces fibres peut être à gradient ou à saut d'indice. Toutefois, je ne me préoccuperai dans la suite que de fibres de la 2^e sorte qui sont constituées d'un cœur d'indice n_c entouré par une gaine d'indice $n_g < n_c$. Les propriétés de guidage de ces fibres sont usuellement décrites par une quantité sans dimension, appelée *fréquence normalisée*, et définie par

$$V \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{2\pi a ON}{\lambda} \quad \text{avec} \quad ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}, \quad (9.1)$$

où $2a$ est le diamètre du cœur et ON l'ouverture numérique de la fibre. On montre que si $V < 2,405$, alors la fibre est effectivement monomode, c'est-à-dire que seul le mode fondamental peut se propager. Cette condition s'exprime encore par le fait que la longueur d'onde doit être supérieure à la longueur d'onde de coupure

$$\lambda_c \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{2\pi a ON}{2,405}. \quad (9.2)$$

On désigne habituellement le mode fondamental sous la notation LP_{01} (LP signifiant *Linearly Polarized*). Pour $2,5 \gtrsim V \gtrsim 1,6$, le profil radial du fondamental peut être approché de manière satisfaisante par une gaussienne de largeur w à $1/e$. Les surfaces d'onde sont des plans

perpendiculaires à l'axe de la fibre (ondes planes). Pour les fibres à saut d'indice, le produit $w \times V$ est à peu près constant dans la plage de fréquence normalisée 1,6–2,5, ce qui signifie que la taille du mode fondamental croît comme λ . Du fait que la taille de la tache image au foyer d'un télescope augmente également comme λ , la qualité du couplage avec une fibre monomode ne dépend que faiblement de la longueur d'onde. C'est un des aspects de la supériorité des fibres monomodes sur les trous filtrants.

9.2 Fabrication des fibres

9.2.1 Choix des matériaux

D'après une étude du Verre Fluoré (VF), les matériaux transparents dans l'infrarouge moyen dont on peut faire des fibres optiques sont soit les *halogénures d'argent* (AgCl ou AgBr par exemple), soit les *chalcogénures* de la forme $As_xSe_yTe_z$. Pour obtenir un matériau d'indice donné, on mélange différents halogénures dans le premier cas, ou on ajuste les proportions x , y et z dans le second. Les halogénures présentent l'avantage d'être transparents jusqu'à 30 μm . Leur nature polycristalline impose de recourir à la technique de l'extrusion³² pour fabriquer des fibres. Quant aux chalcogénures, ce sont des verres transparents jusqu'à 12 μm dont on peut faire des fibres par étirage d'une préforme.

L'horizon du contrat DGA n'étant que d'une année, le VF a opté pour la technique d'étirage qu'il maîtrisait le mieux et s'est donc orienté vers les chalcogénures. Il est certain cependant que les halogénures d'argent seront par exemple nécessaires pour une couverture complète de la bande 8–20 μm de Darwin.

9.2.2 Caractéristiques des échantillons

La table 9.1 résume les caractéristiques du prototype fabriqué par le VF. C'est un tronçon de 8 cm découpé dans une fibre beaucoup plus longue et de forme légèrement conique. Cette forme particulière permet d'y sélectionner un échantillon de diamètre de cœur voulu.

Matériau	$As_2Se_3/GeSeTe_{1,4}$
Diamètre de cœur	$2a = 40 \mu\text{m}$
Diamètre de gaine	$2b = 210 \mu\text{m}$
Ouverture numérique	$ON = 0,15$
Longueur d'onde de coupure	$\lambda_c = 8,1 \mu\text{m}$
Longueur de l'échantillon	8 cm
Pertes par transmission	$\approx 0,2 \text{ dB/cm}$
Couche externe	résine

T . 9.1 – *Caractéristiques du 1^{er} prototype fabriqué par Le Verre Fluoré.*

Le VF a mesuré λ_c par spectroscopie de transmission : on éclaire l'entrée de la fibre avec un monochromateur et on enregistre la puissance en sortie. Lorsque la longueur d'onde de

32. Le matériau est injecté sous pression à travers un trou.

coupure est franchie, on observe une chute caractéristique de la puissance qui correspond à la disparition du mode de second ordre LP_{11} . La valeur calculée à l'aide de (9.2), $7,8 \mu\text{m}$, est en accord raisonnable avec la mesure. Les pertes par transmission sont évaluées par la méthode dite du *cut-back* : à puissance constante en entrée, on mesure la puissance en sortie pour une certaine longueur de fibre, puis pour une longueur plus faible après découpage d'un morceau.

Un spectre en transmission à très haute résolution (Fig. 9.1) a été enregistré par Pierre-Ivan Raynal de l'IAS en utilisant le microscope-spectromètre à transformée de Fourier du LURE à Orsay. La courbe de transmission est quasi-plate jusqu'à $12 \mu\text{m}$ et ne trahit la présence d'aucune impureté, mis à part un résidu organique (liaison CH) aisément éliminable dans le futur.

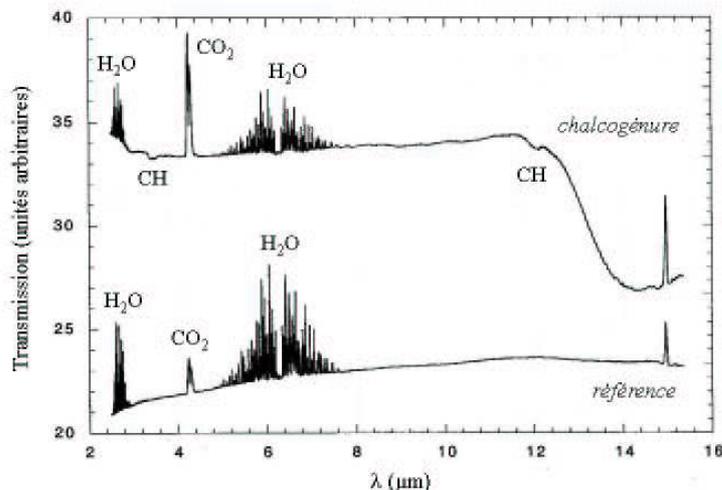


Fig. 9.1 – Spectre en transmission du matériau constitutif de la fibre qui met en évidence une légère impureté (CH). Travail réalisé par Pierre-Ivan Raynal de l'IAS avec un microscope-spectromètre à transformée de Fourier.

9.3 Mesure des capacités de filtrage modal

9.3.1 Principe de la mesure

Dans l'approximation de la gaine infinie, le choix des trois paramètres a , n_c et n_g , suffit à imposer le caractère monomode de la fibre au-delà de la longueur d'onde de coupure (Éq. 9.2) : les modes de propagation autre que le fondamental ainsi que les modes rayonnés dans le matériau doivent s'atténuer exponentiellement. Cependant, la longueur de fibre nécessaire à un niveau d'atténuation donné dans l'infrarouge moyen n'est pas clairement établie en pratique. Pour répondre à cette question et pour vérifier l'efficacité de filtrage de notre prototype, nous avons procédé à la mesure du champ lointain rayonné par la fibre dans l'espace libre.

Dans une description simplifiée, le champ sur l'extrémité de la fibre revêt le profil gaussien du mode fondamental. La fibre émet donc dans l'espace libre un faisceau gaussien dont le col est positionné sur l'extrémité rayonnante, et dont le rayon du col, w , est égal au rayon du cœur,

a. Le régime de champ lointain est atteint pour une distance très supérieure à la *distance de Rayleigh*

$$z_R \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{\pi w^2}{\lambda} = 0,12 \text{ mm} \quad (9.3)$$

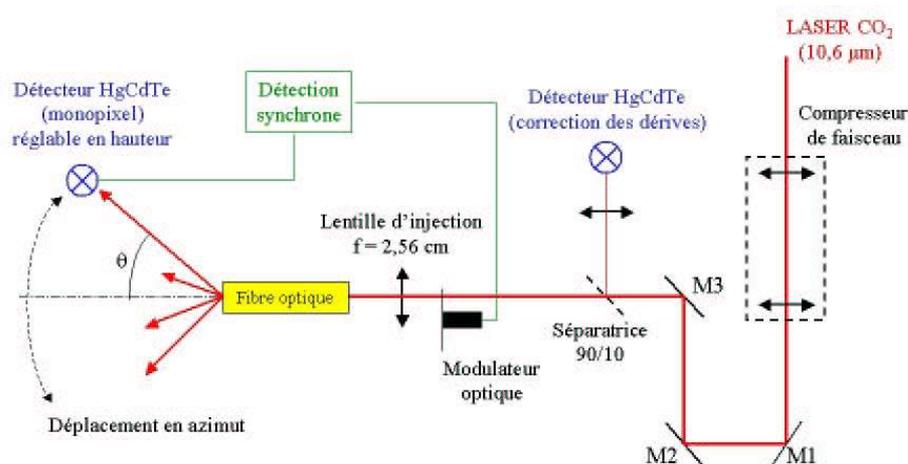
Pour $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$, la longueur d'onde du laser à CO_2 que j'ai utilisé, z_R vaut 0,12 mm. Dans ce régime, on peut considérer que l'énergie est rayonnée dans un cône de demi-angle au sommet (largeur à $1/e^2$)

$$\theta_d = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w}\right) \approx 10^\circ. \quad (9.4)$$

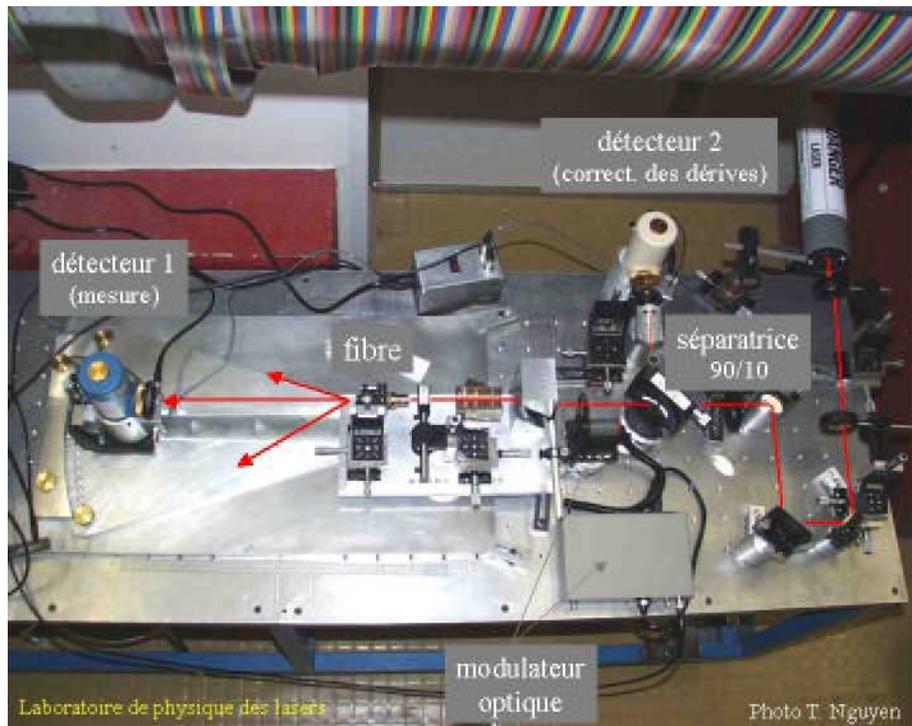
L'expérience consiste donc à vérifier que la distribution angulaire de l'énergie à grande distance adopte la forme gaussienne prévue.

9.3.2 Banc de mesure

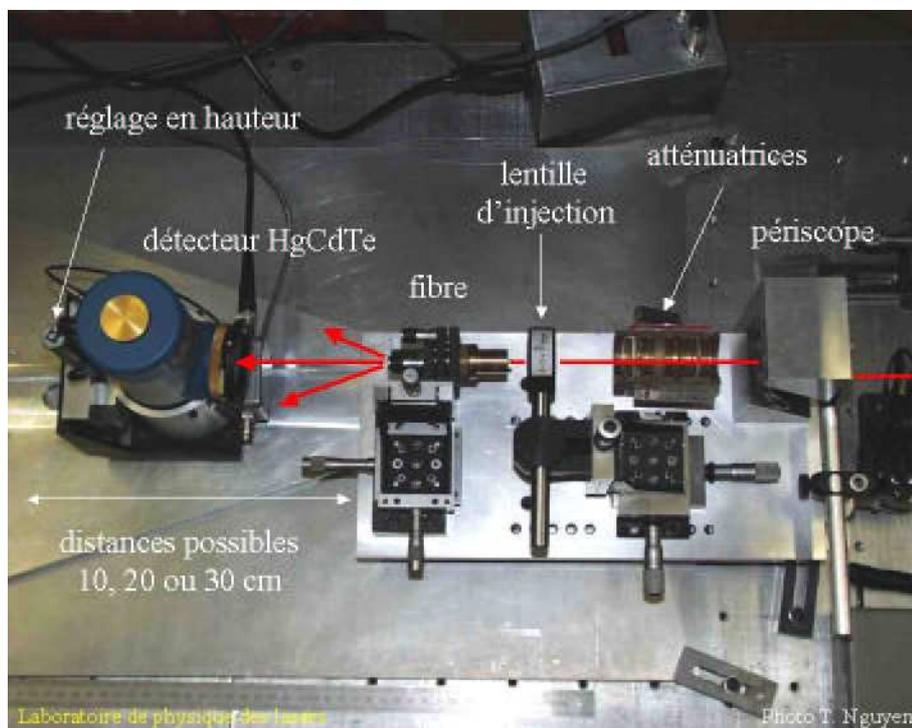
Avec l'aide de Guy Perrin et de Thanh Nguyen, j'ai mis en place un banc de mesure du profil de champ lointain au LPL, un laboratoire qui construit des lasers à CO_2 ultra-stables pour la métrologie des fréquences et la spectroscopie moléculaire (Figs. 9.2–9.4). Le faisceau provenant d'une pièce adjacente est d'abord refocalisé par un compresseur de faisceau, puis replié par des miroirs de renvoi avant l'injection dans la fibre via une lentille convergente de focale 2,56 cm. L'intensité du champ rayonné à grande distance est ensuite échantillonné tous les degrés avec un détecteur HgCdTe monopixel. Le détecteur est ajustable en hauteur et solidaire d'une plaque métallique qui tourne autour d'un pivot placé à la verticale de la tête de fibre. De cette façon, le détecteur échantillonne le champ sur une surface d'onde à une distance de 10, 20 ou 30 cm. On s'affranchit du fond ambiant très important à $10,6 \mu\text{m}$ en utilisant un modulateur optique couplé à une détection synchrone. Par ailleurs, afin de corriger d'éventuelles dérives, une fraction de la puissance en entrée est prélevée par une séparatrice et mesurée par un 2^e détecteur HgCdTe.



F . 9.2 – Schéma du banc de mesure installé au Laboratoire de physique des lasers



F . 9.3 – Vue d'ensemble du banc de mesure

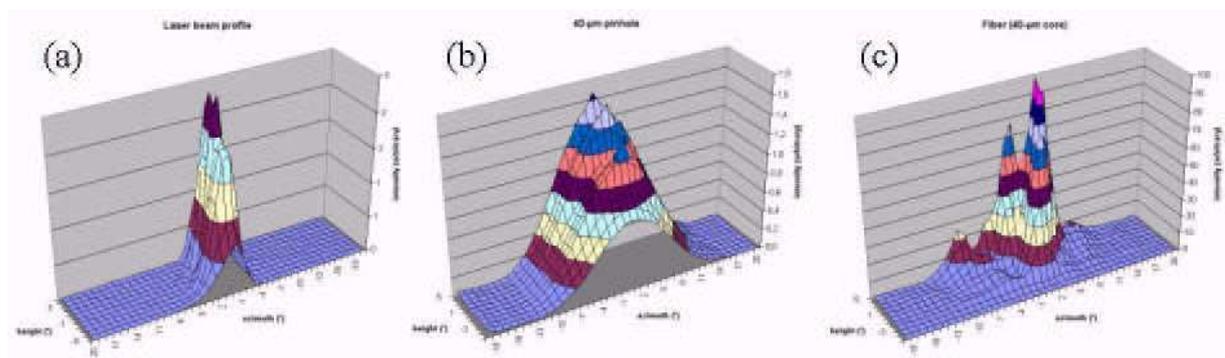


F . 9.4 – Zoom sur la partie centrale du banc

9.3.3 Premiers résultats

La première campagne de mesure eut lieu de décembre 2000 à janvier 2001. Avec une extension de $\pm 20^\circ$ en azimut et $\pm 5^\circ$ en hauteur, nous avons enregistré l'intensité du champ lointain rayonné par

1. Le laser (Fig. 9.5a) : il est obtenu en laissant le faisceau diverger dans l'espace après focalisation par la lentille d'injection ;
2. Un trou filtrant de diamètre 40 μm (Fig. 9.5b) : il est simplement substitué à la fibre. Le résultat, conforme à la théorie, valide le protocole de mesure ;
3. La fibre (Fig. 9.5c) : contrairement à notre attente, le profil est faiblement multimode.



F . 9.5 – Profils d'intensité obtenus lors de la première campagne de mesure : (a) faisceau laser, (b) trou circulaire de 40 μm , (c) fibre de 40 μm de cœur. L'excursion est de $\pm 20^\circ$ en azimut et de $\pm 5^\circ$ en hauteur.

Gwenaél Mazé, directeur du VF, a proposé une explication convaincante au sujet de la structure inattendue du champ rayonné. Trois pics apparaissent clairement sur la figure 9.5c : seule l'extension spatiale de l'ensemble des pics est compatible avec une diffraction par le cœur, tandis que le diamètre d'un pic pris isolément semble compatible avec une diffraction par la gaine. Cela incite à penser qu'une part de l'énergie se propage dans la gaine, soit sous forme rayonnée, soit sous forme guidée. Il se trouve que la gaine est entourée d'une résine protectrice dont la fonction est d'assurer une solidité mécanique à la fibre, mais dont l'indice de réfraction n_r se révèle mal choisi : comme $n_r < n_g$, l'ensemble gaine-résine agit comme une seconde structure guidante concentrique à la structure cœur-gaine. Les expériences suivantes ont confirmé cette explication. Cette première tentative se solde donc par un prototype multimode dont le chiffrage des pertes par transmission est à reprendre.

9.3.4 Un nouveau type de composant

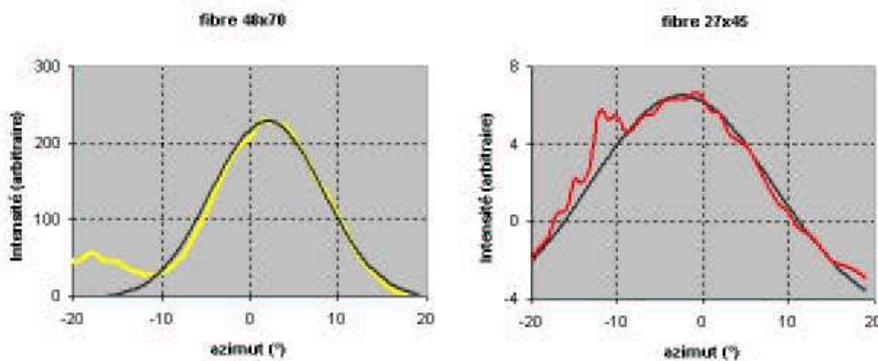
Bien que la fin de la 1^{re} campagne de mesure ait coïncidé avec le terme du contrat DGA, une collaboration sans support financier se poursuit à ce jour entre le VF et les laboratoires impliqués dans le projet initial. Comme en l'absence de crédit il n'était pas envisageable d'étirer une nouvelle fibre, toutes les recherches postérieures à fin 2000 ont été menées sur des tronçons modifiés de la fibre originale.

Le VF s'est donc proposé d'attaquer chimiquement l'extérieur de la fibre afin de décaper la résine et de multiplier les centres diffusifs dans la gaine. Poursuivant dans l'idée d'entraver le plus efficacement possible la propagation de l'énergie hors du mode fondamental, un enrobage de plomb qui absorbe efficacement dans l'IR moyen est substituée à la résine. Le dernier composant a été fabriqué à partir d'une section vingt fois plus courte et de diamètre de cœur à peu près deux fois plus faible que l'original. Par ailleurs, l'attaque chimique a considérablement aminci la gaine (Tab. 9.2). En conséquence, l'approximation de gaine infinie qui sous-tend la théorie exposée au §9.1.2 n'est plus valide et on a affaire à un composant d'un nouveau type dont la théorie n'est pas établie. La recherche que j'ai menée par la suite est donc de nature purement expérimentale.

Matériau	$\text{As}_2\text{Se}_3/\text{GeSeTe}_{1,4}$
Diamètre de cœur	$2a = 23 \mu\text{m}$
Diamètre de gaine	$2b = 31 \mu\text{m}$
Ouverture numérique	$ON = 0,15$
Longueur de l'échantillon	4 mm
Couche externe	plomb

T . 9.2 – Caractéristiques du dernier prototype fabriqué par Le Verre Fluoré

Une deuxième campagne de mesure eut lieu en décembre 2001. Les résultats, nettement meilleurs que ceux du §9.3.3, nous ont encouragé à poursuivre dans cette voie (Fig. 9.6). L'examen à la loupe binoculaire des composants testés à cette époque ayant révélé une asymétrie du cœur, nous avons demandé au VF de refaire un échantillon plus régulier. Ce dernier échantillon (Tab. 9.2) a donné lieu à une dernière campagne de mesure en mars 2003.



F . 9.6 – Profils d'intensité obtenus lors de la deuxième campagne de mesure. À gauche : fibre de $48 \mu\text{m}$ de cœur et de $70 \mu\text{m}$ de gaine. À droite : fibre de $27 \mu\text{m}$ de cœur et de $45 \mu\text{m}$ de gaine. Dans chaque cas, on a ajusté une gaussienne par la méthode des moindres carrés.

9.3.5 Dernier prototype (mars 2003)

Qualité du filtrage

Comme précédemment, nous avons enregistré pour comparaison le profil du faisceau laser et le champ rayonné par un trou filtrant de $40\ \mu\text{m}$ (Fig. 9.7). Dans le cas du trou, les mesures sont bien représentées par une gaussienne de largeur $11,6^\circ$ à $1/e^2$. L'écart-type des résidus de l'ajustement est de 1,6 %, tandis que l'écart maximal est de 2,9 %.

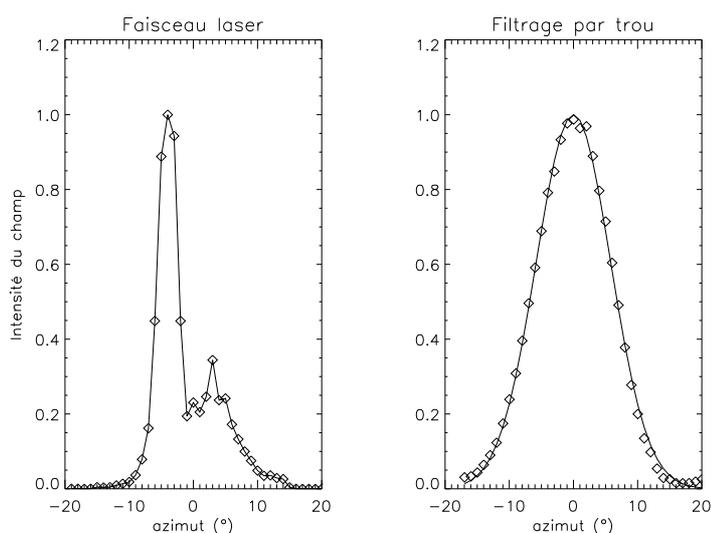
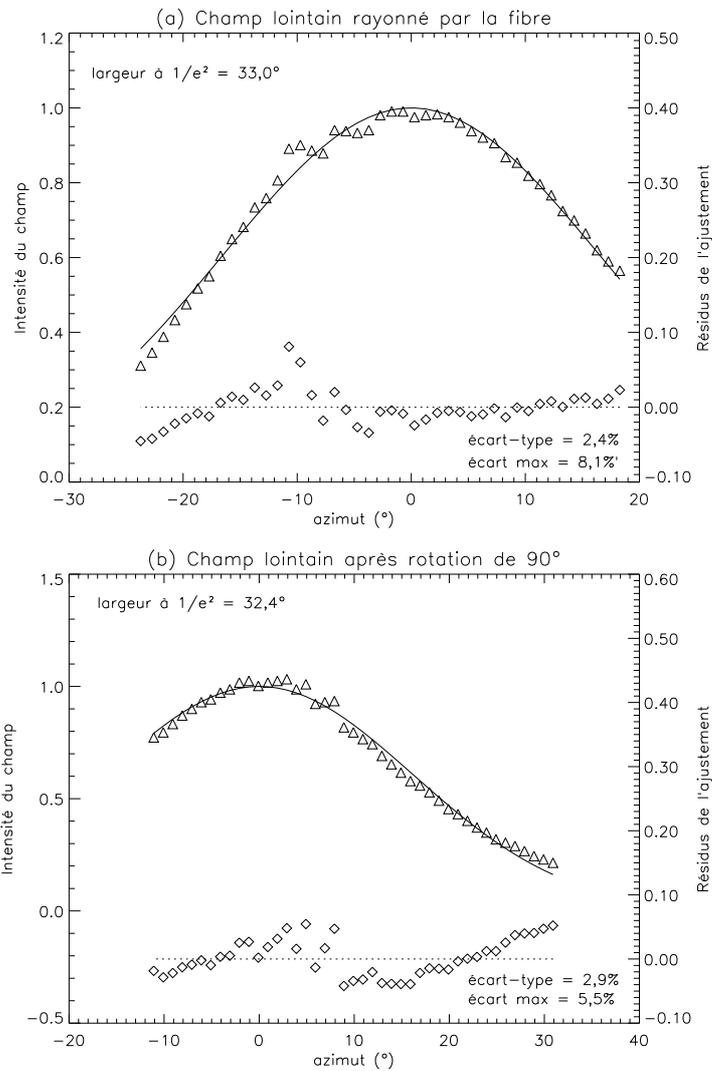


Fig. 9.7 – À gauche : profil du faisceau laser. À droite : champ rayonné par un trou filtrant de $40\ \mu\text{m}$ éclairé par le laser. L'effet de filtrage spatial apparaît clairement.

Du fait que le diamètre de cœur de la nouvelle fibre est deux fois plus petit que l'ancien, on s'attend à une divergence deux fois plus forte du faisceau en sortie. Par conséquent, notre banc de test n'est plus tout à fait adapté à la mesure car il n'est possible d'échantillonner que la partie centrale du champ. Au lieu de procéder à une exploration très limitée en hauteur en utilisant une platine micrométrique solidaire du détecteur, nous avons préféré tourner de 90° la fibre sur son axe. La figure 9.8 présente les deux profils perpendiculaires obtenus.

On constate que dans la partie mesurée, l'accord avec un profil gaussien est nettement meilleur qu'en décembre 2001 (Fig. 9.6). De plus, d'après la similarité des paramètres des gaussiennes perpendiculaires, le champ semble remarquablement bien symétrique, ce qui incite à penser que la fibre elle-même possède une bonne symétrie axiale. Les écarts-types des résidus d'ajustement sont respectivement 2,4 et 2,9 %, moins du double de la valeur obtenue pour le trou. En revanche, le profil est moins régulier dans le cas de la fibre, puisque l'écart maximal à la gaussienne atteint 8,1 % contre 2,9 % pour le trou.

Si on tourne la fibre de 180° sur son axe, le profil mesuré est identique à celui obtenu pour 0° : on retrouve toutes les irrégularités à haute-fréquence. Cela montre que ces irrégularités ne résultent pas de défauts de fabrication de la fibre (ils auraient tourné avec la fibre sinon), et sont bien indicatifs de la qualité du filtrage sur une longueur de 4 mm.



F . 9.8 – (a) Intensité du champ rayonné par la fibre à grande distance. (b) Idem après rotation de la fibre de 90° sur son axe. Les points mesures sont représentées par des triangles. Une gaussienne ajustée au sens des moindres carrés apparaît en trait continu. Les résidus de l'ajustement sont représentés par des losanges.

Analyse du composant

D'après l'équation 9.1, la largeur à $1/e^2$ attendue pour une fibre de $23\ \mu\text{m}$ de cœur serait $\approx 16^\circ$, la fréquence de coupure $4,5\ \mu\text{m}$ et la fréquence normalisée $V = 1,02$. Pour une telle fréquence normalisée, le champ est mal guidé car il s'étend loin dans la gaine. Cela ne peut se produire ici car le plomb qui entoure la gaine très fine impose la nullité du champ. Par conséquent, ce dernier doit être confiné dans le cœur et diverger plus que prévu en sortie. On observe en effet que l'énergie se distribue dans un cône de demi-angle au sommet $\approx 33^\circ$ à $1/e^2$.

Si on suppose qu'un profil gaussien est un bon modèle à grande distance, y compris dans la zone non mesurée, on peut calculer par transformée de Fourier le profil du champ sur la face rayonnante de la fibre. Avec la symétrie axiale, la TF est une transformée de Hankel qui associe à une gaussienne une autre gaussienne (Fig. 9.9). Le résultat illustre bien la propriété de confinement du champ dans le cœur.

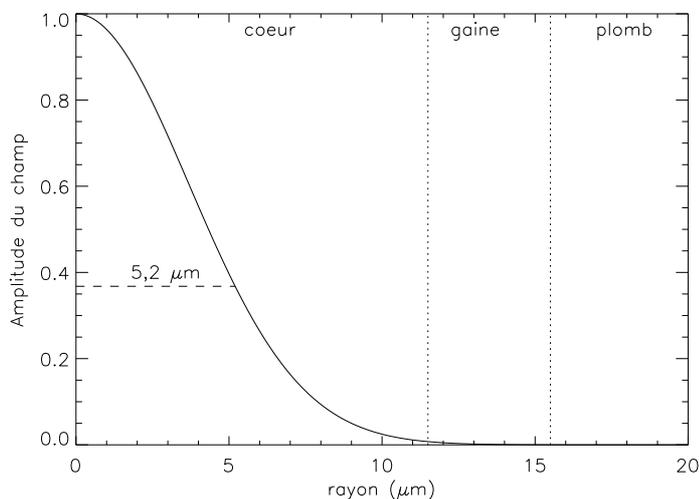


Fig. 9.9 – Modèle gaussien pour le mode fondamental déduit de la mesure du champ rayonné à grande distance

Démonstration du guidage

En pivotant d'environ 10° par rapport à l'axe du faisceau incident la platine supportant d'abord le trou puis la fibre, nous avons mis en évidence les propriétés de guidage de la fibre : dans le cas du trou, le profil en sortie reste centré, tandis qu'il est décalé d'environ 10° dans le cas de la fibre (Fig. 9.10). L'absence de décalage dans le premier cas est bien conforme au fait que les trous ne filtrent pas les modes de basculement du front d'onde.

Pertes par transmission

Les pertes par transmission n'ont pu être correctement évaluées. D'une part, la méthode du *cut-back* ne peut s'appliquer à un morceau de 4 mm, et d'autre part notre expérience ne nous permet pas d'évaluer proprement ces pertes. En effet, il ne n'est pas possible de séparer leur

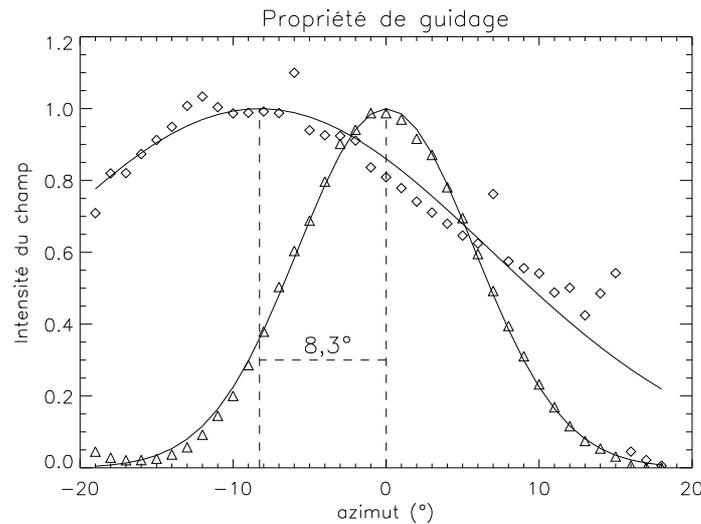


Fig. 9.10 – Démonstration de la propriété de guidage de la fibre. Après rotation de la platine supportant successivement le trou puis la fibre, on n'observe de décentrement du profil de sortie que dans le cas de la fibre.

contribution de celle de l'efficacité de couplage en entrée de fibre. On peut seulement avancer avec réserve que la fibre transmet au moins de l'ordre de 30 % de ce que transmet un trou de diamètre 31 μm .

9.4 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, j'ai exposé mon travail de caractérisation des propriétés de filtrage d'un nouveau composant fibré pour l'infrarouge moyen. La solution classique de fibre monomode à saut d'indice et à gaine épaisse s'étant soldée par un échec, le Verre Fluoré a proposé la solution originale d'une fibre à gaine mince enrobée d'une couche de plomb ayant pour effet de confiner le champ dans le cœur. Sur une longueur de 4 mm, ce composant guide la lumière et possède une efficacité de filtrage comparable à un trou circulaire (un facteur deux en-dessous). En revanche, je n'ai pas été capable de déterminer de manière fiable les pertes par transmission.

Les prochaines études instrumentales devront porter sur :

- la mesure complète du profil du champ (incluant les ailes) ;
- la détermination des pertes par transmission ;
- la dépendance de la qualité de filtrage vis-à-vis des conditions d'injection (ouverture du faisceau, structure du champ...) ;
- l'efficacité de filtrage en bande large.

Il est probable que les réponses à ces questions nécessiteront la construction d'un second banc de caractérisation. Pour une future manipulation, nous suggérons d'automatiser l'acquisition car il faut presque 2 h pour réaliser un profil 2D comme celui de la figure 9.5. Une bonne stratégie pourrait alors être de laisser le détecteur fixe et de motoriser un miroir plan de renvoi placé

devant la fibre. Des matrices de détecteurs infrarouges, quoique chères, feraient aussi gagner un temps appréciable et permettraient de tester la stabilité temporelle du filtrage.

Une étude théorique de la propagation du champ dans ce nouveau type de composant, ainsi que le calcul de l'efficacité de couplage maximale avec un figure d'Airy³³ seraient également les bienvenus.

À noter pour finir que parallèlement aux fibres monomodes, des guides monomodes planaires sont à l'étude en particulier à l'IMEP et au LETI en association avec l'équipe d'interférométrie du LAOG à Grenoble (Malbet et al., 1999). Ces guides qui appartiennent à la famille des composants d'optique intégrés représentent certainement une solution d'avenir pour de nombreuses problématiques instrumentales en astrophysique.

33. L'efficacité de couplage vaut 78 % dans le cas d'une fibre monomode classique.

10

Observation interférométrique de Pégasides

L'interférométrie permet de mesurer la configuration sur le plan du ciel de systèmes doubles non résolus par un télescope unique. C'est donc une technique complémentaire de la spectroscopie des vitesses radiales qui donne accès aux mouvements perpendiculaires au plan du ciel. Dans ce chapitre, je montrerai comment associer ces deux techniques pour caractériser de manière complète les systèmes doubles. L'étude d'étoiles binaires spectroscopiques y sera envisagée comme un tremplin vers l'observation de systèmes à fort contraste dont le compagnon est une Pégaside.

Après une présentation du formalisme mathématique (§10.1), j'exposerai les méthodes de calcul d'orbite visuelle (§10.2), puis de détermination directe des paramètres orbitaux par interférométrie et spectroscopie (§10.3). Je discuterai ensuite mes observations de binaires spectroscopiques (§10.4) avant de présenter des simulations et une stratégie d'observation concernant les Pégasides (§10.5). Enfin, je proposerai quelques idées sur une méthode de détection alternative (§10.6).

10.1 Visibilité d'un système double

10.1.1 Cas général

En raison de la linéarité de la transformée de Fourier d'un point de vue mathématique, de l'incohérence des différentes sources d'un point de vue physique, la visibilité d'un objet composé est la somme pondérée des visibilités de ses constituants pris séparément. Les coefficients de pondération sont égaux aux luminosités relatives de chaque constituant. Ici, l'objet considéré est un système double dont les composantes prises séparément ont des visibilités complexes $\overline{\mathcal{V}}_1$ et $\overline{\mathcal{V}}_2$, et des luminosités l_1 et l_2 .

Comme au §3.3.2, on choisit de positionner le centre du repère \mathcal{R}_{uv} sur la primaire, quasi-confondue avec le photocentre du système dans le cas des compagnons faibles. Dans l'espace de Fourier, la séparation angulaire $(\Delta\alpha, \Delta\delta)$ de la secondaire S vis-à-vis de la primaire P se traduit par un déphasage de la visibilité $\overline{\mathcal{V}}_2$ d'une quantité

$$\boxed{\Psi \stackrel{\text{déf.}}{=} 2\pi (u \Delta\alpha + v \Delta\delta)} . \quad (10.1)$$

La visibilité de l'étoile binaire s'écrit quant à elle,

$$\overline{\mathcal{V}} = \frac{l_1 \overline{\mathcal{V}}_1 + l_2 \overline{\mathcal{V}}_2 e^{i\Psi}}{l_1 + l_2}. \quad (10.2)$$

Comme je l'ai expliqué au §7.3.3, la plupart des interféromètres optiques ne mesurent pas la phase de $\overline{\mathcal{V}}$, mais seulement son module \mathcal{V} ou le carré de son module \mathcal{V}^2 . En introduisant le *contraste* $r \stackrel{\text{déf.}}{=} l_2/l_1$ dans l'équation précédente, on obtient

$$\boxed{\mathcal{V}^2 = \frac{\mathcal{V}_1^2 + r^2 \mathcal{V}_2^2 + 2r \mathcal{V}_1 \mathcal{V}_2 \cos \Psi}{(1+r)^2}}. \quad (10.3)$$

On cernera mieux la signification de cette expression à travers l'étude de quelques cas particuliers.

10.1.2 Étoiles ponctuelles identiques

Dans le cas de deux composantes d'égale luminosité ($r = 1$) dont aucune n'est résolue par l'interféromètre ($\mathcal{V}_1 = \mathcal{V}_2 = 1$), l'équation (10.3) prend la forme simplifiée

$$\mathcal{V}^2(u, v) = \frac{1 + \cos \Psi(u, v)}{2}. \quad (10.4)$$

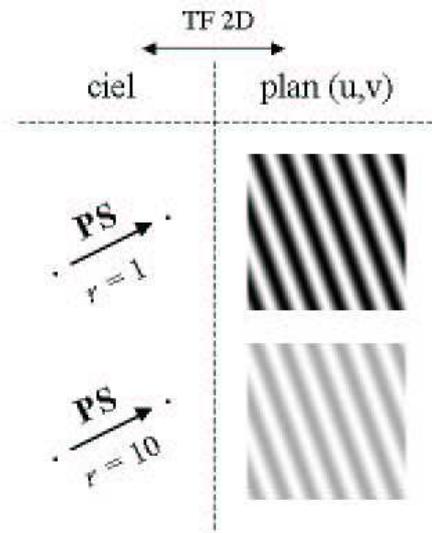
L'angle Ψ s'écrit sous la forme du produit scalaire $2\pi \mathbf{PS} \cdot \mathbf{PM}$ où M est le point de coordonnées (u, v) . Pour M appartenant à la droite (PS), \mathcal{V}^2 est une sinusoïde de fréquence $|\mathbf{PS}|$ oscillant entre 0 et 1. Comme le lieu des points M tels que $\mathbf{PS} \cdot \mathbf{PM} = \text{cste}$ est la droite passant par M et perpendiculaire à (PS), on en déduit que la surface $\mathcal{V}^2 = f(u, v)$ a l'allure d'un « système de franges » d'extension infinie et perpendiculaire au vecteur séparation entre les composantes (Fig. 10.1). Si on parle ici de « système de franges », c'est par analogie avec la figure d'interférence de l'expérience des trous d'Young dont le formalisme est identique dans l'approximation de trous ponctuels. Dans toute la suite, la présence de franges est regardée comme la signature de la binarité d'une étoile.

10.1.3 Étoiles ponctuelles de luminosités différentes

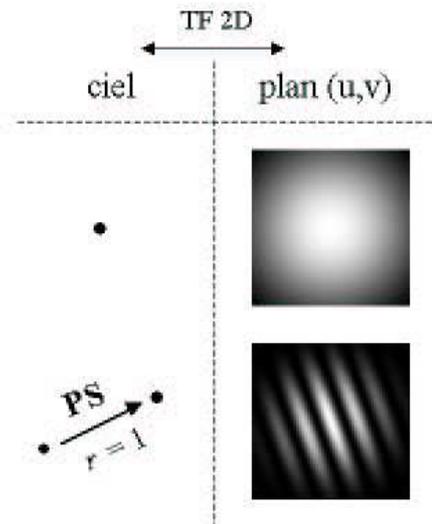
Cette fois, $r \neq 1$, et (10.3) s'écrit

$$\mathcal{V}^2(u, v) = \frac{1 + r^2 + 2r \cos \Psi(u, v)}{(1+r)^2}. \quad (10.5)$$

Par rapport au cas précédent, la sinusoïde le long de (PS) oscille entre une valeur minimale $\mathcal{V}_{\min}^2 = [(1-r)/(1+r)]^2$ strictement positive, et une valeur maximale $\mathcal{V}_{\max}^2 = 1$. En quelque sorte, le contraste des franges dans le plan (u, v) est réduit, c'est-à-dire que la signature de la binarité s'est estompée (Fig. 10.1).



F . 10.1 – Dans le plan (u, v) qui est l'image du plan du ciel par une transformée de Fourier à deux dimensions (TF 2D), une étoile binaire de composantes ponctuelles apparaît comme un système de franges d'extension infinie. La direction des franges est perpendiculaire au vecteur séparation de la binaire. Si les luminosités des composantes diffèrent ($r > 1$), le contraste des franges est réduit.



F . 10.2 – Dans le plan de Fourier, l'image d'une étoile isolée modélisée par un disque de brillance uniforme est la figure d'Airy bien connue. Une étoile binaire se signale par la présence d'un système de franges d'enveloppe la figure d'Airy.

10.1.4 Étoiles résolues identiques

On suppose ici que les deux étoiles ont même luminosité ($r = 1$) et même module de visibilité \mathcal{V}_1 , alors

$$\mathcal{V}^2(u, v) = \frac{1 + \cos \Psi(u, v)}{2} \mathcal{V}_1^2(u, v). \quad (10.6)$$

Le « système de franges » est à présent contenu dans une enveloppe dont la forme dépend du modèle choisi pour une étoile seule (Fig. 10.2) : il y a identité formelle avec l'expérience des trous d'Young dans laquelle on a tenu compte de la figure de diffraction d'un trou. Dans le cas d'un trou simple, la figure de diffraction est une *tache d'Airy* dont l'expression mathématique est la même que celle du modèle de disque uniforme pour une étoile (Éq. 7.7).

10.1.5 Étoile binaire à fort contraste

Un « fort contraste » signifie que la secondaire est beaucoup plus faible que la primaire, comme c'est le cas pour un système étoile-planète. Dans ce cas, une expression approchée de (10.3) s'obtient en faisant tendre r vers l'infini : après un développement au 1^{er} ordre en $1/r$, on trouve que l'écart entre le modèle de la binaire et celui pour la primaire seule est

$$\mathcal{V}^2 - \mathcal{V}_1^2 \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} \frac{2\mathcal{V}_1}{r} (\mathcal{V}_2 \cos \Psi - \mathcal{V}_1). \quad (10.7)$$

Le terme de droite représente donc la signature du compagnon dont on retiendra qu'elle est proportionnelle à $2\mathcal{V}_1/r$. La figure 10.3 illustre la disparition progressive des franges avec l'augmentation du contraste. Comme le contraste d'une Pégaside autour d'une étoile solaire est de l'ordre de 10^4 (§2.4.2), une précision bien meilleure que 10^{-4} semble nécessaire pour assurer une détection à partir de quelques mesures de \mathcal{V}^2 . On verra par la suite que l'utilisation cohérente d'un grand nombre de mesures permet de se contenter d'une précision de l'ordre de 10^{-3} (§10.5).

10.2 Détermination d'orbite visuelle par interférométrie

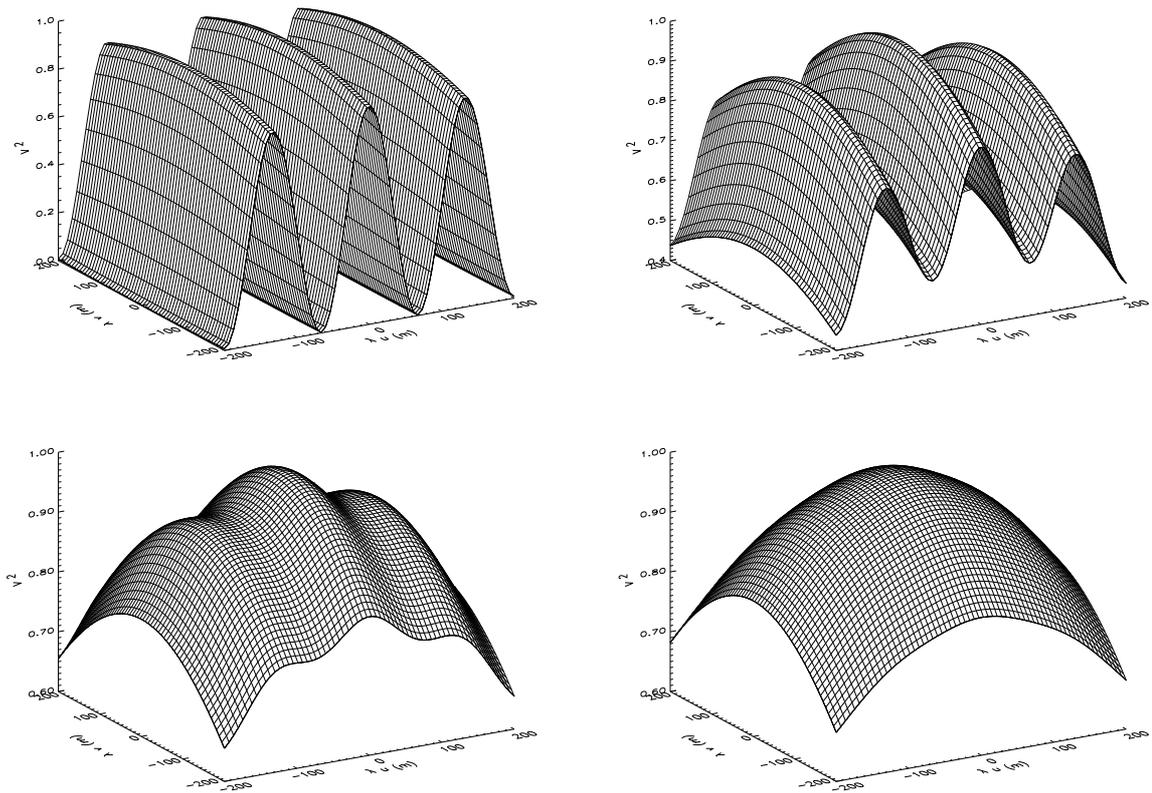
Cette section explique comment mesurer la position de la secondaire d'une étoile double par interférométrie. Il s'ensuit que l'orbite complète peut être déterminée par des techniques classiques à partir d'un jeu de positions successives.

10.2.1 Mesure de la position du compagnon

Avec un interféromètre composé de deux télescopes, on échantillonne la visibilité au point de coordonnées

$$\begin{cases} u_B = (B_\perp/\lambda) \sin \Omega_B \\ v_B = (B_\perp/\lambda) \cos \Omega_B \end{cases}, \quad (10.8)$$

où B_\perp et Ω_B sont les coordonnées polaires (module & angle de position) du vecteur de base \mathbf{B} dans le repère \mathcal{R}_{uv} (voir l'annexe A pour les formules de changement de coordonnées). Dans



F . 10.3 – Lorsque le contraste augmente, les franges constituant la signature du compagnon s'estompent progressivement pour laisser la place à une figure d'Airy. La surface $\mathcal{V}^2 = f(\lambda u, \lambda v)$ est représentée de gauche à droite et de haut en bas pour $r = 1$, $r = 10$, $r = 100$ et $r = 1000$. Les figures sont calculées pour un système de séparation 3,3 mas (soit 0,05 UA à 15 pc comme 51 Peg) observé en bande K.

le cas d'un système double dont la secondaire se trouve en (ρ, θ) , la visibilité mesurée a pour expression

$$\mathcal{V}^2(u_B, v_B) = \frac{\mathcal{V}_1^2 + r^2 \mathcal{V}_2^2 + 2r \mathcal{V}_1 \mathcal{V}_2 \cos [2\pi(B_\perp/\lambda)\rho \cos(\theta - \Omega_B)]}{(1+r)^2}. \quad (10.9)$$

En plus des coordonnées de la secondaire, l'équation (10.9) fait intervenir le contraste r ainsi que le modèle choisi pour chacune des étoiles prise isolément. Si les étoiles sont faiblement résolues, un modèle de DU convient, mais il faut alors estimer les diamètres angulaires $\varphi_{u,1}$ et $\varphi_{u,2}$. C'est une tâche difficile à partir des mesures car elles sont peu contraignantes lorsque les étoiles sont peu résolues. Il vaut alors mieux se contenter de les évaluer indépendamment en utilisant par exemple une des méthodes indirectes décrites au §8.5.1.

Le modèle étant non linéaire vis-à-vis des trois paramètres restants, r , ρ et θ , une solution est de recourir une nouvelle fois à un algorithme de type Levenberg-Marquardt (annexe B). J'ajoute qu'il est préférable de disposer de plus de trois mesures, si possible à des fréquences spatiales différentes. Pour cela, soit on effectue un changement de base en déplaçant un des télescopes, soit on met à profit le mouvement diurne qui fait continuellement évoluer la projection du vecteur de base sur le ciel (effet de *supersynthèse*).

On notera par ailleurs que comme la transformation $\theta \rightarrow \theta + \pi$ laisse l'expression (10.9) inchangée, la valeur de θ ne peut être connue qu'à π près par interférométrie si on ne mesure pas la phase de $\overline{\mathcal{V}}$.

10.2.2 Calcul d'orbite visuelle

Les premières méthodes de détermination d'orbites visuelles d'étoiles doubles furent imaginées au début du XIX^e s. à partir de l'expérience acquise sur les orbites planétaires. Pour mémoire, les méthodes de Thiele-van den Bos et de Danjon & Rabe sont considérées comme des classiques. Le lecteur intéressé pourra en trouver un descriptif détaillé dans la monographie de Heintz (1978). En pratique, il n'existe pas de méthode universelle d'égale performance quelles que soient la qualité des mesures et la couverture de l'orbite. Comme les étoiles doubles qui sont intéressantes en tant que tremplin vers les systèmes à Pégaside ont une période courte, typiquement une dizaine de jours, il est assez aisé pour celles-là de couvrir une orbite complète. Suivant la suggestion de Hummel et al. (1995), ces méthodes classiques peuvent être utilisées pour fournir un jeu de valeurs initiales pour la détermination plus robuste des paramètres orbitaux exposée dans la suite.

10.3 Combiner l'interférométrie & la spectroscopie

Une alternative à la méthode précédente consiste à coupler les mesures interférométriques et spectroscopiques (vélocimétrie radiale) pour déterminer l'ensemble des paramètres orbitaux par ajustement d'un modèle global sur les mesures. Cette deuxième approche se prête bien aux systèmes à courte période pour lesquels on ne peut négliger le mouvement de révolution au cours d'une nuit.

10.3.1 Intérêt de l'approche globale

Il revient à Morbey (1975) d'avoir proposé le premier l'idée de combiner dans une *réduction globale* des mesures visuelles et spectroscopiques pour améliorer la fiabilité et la précision de la détermination d'une orbite d'étoile double. Progressivement, l'interférométrie des tavelures (Labeyrie, 1970) puis l'interférométrie à très longue base (chap. 7) ont permis de résoudre un nombre croissant de binaires spectroscopiques, développant ainsi l'intérêt pour cette idée. Pourbaix et Eichhorn (1999) ont montré que l'ajustement global est plus robuste que le calcul d'une solution spectroscopique suivi du calcul d'une solution complète utilisant les paramètres spectroscopiques en entrée. On trouve cependant dans la littérature les deux types d'approches avec parfois une comparaison des résultats (Boden et al., 1999, par ex.). À ma connaissance, le plus fort contraste mesuré reste $r \approx 30$ en bande V sur Mizar A (Hummel et al., 1998), quoique Boden et al. (1998) aient pu montrer que $r > 50$ en bande K pour 51 Peg.

Avec l'interférométrie, on peut donc mesurer les positions successives (ρ, θ) de la secondaire, puis en déduire une orbite complète en adjoignant l'information spectroscopique. Cependant, il vaut bien mieux abandonner l'étape intermédiaire de calcul des positions pour travailler directement avec l'observable interférométrique, à savoir \mathcal{V}^2 . Outre une simplification toujours bienvenue dans les manipulations numériques, cette approche profite de deux avantages importants :

1. Il est possible d'utiliser des mesures de \mathcal{V}^2 isolées ou trop peu nombreuses pour déterminer la position de la secondaire ;
2. Lorsqu'on groupe les mesures interférométriques pour déterminer un couple (ρ, θ) , le mouvement de révolution doit être négligé. Cette approximation est valide pour les systèmes de période très supérieure aux quelques heures nécessaires pour acquérir les mesures, mais elle l'est nettement moins pour les systèmes de période égale à quelques jours comme c'est le cas pour les Pégasides. En ajustant le modèle sur l'observable \mathcal{V}^2 , le mouvement de révolution est naturellement pris en compte d'une mesure à la suivante.

10.3.2 Modèle direct

Comme c'est souvent le cas pour les modèles non triviaux, il existe plusieurs choix de paramètres et plusieurs jeux d'équations formellement équivalents. Parmi ceux-là, il est fréquent que certains soient meilleurs que d'autres du point de vue numérique. Dans ce qui suit, je n'ai pas cherché à optimiser cet aspect du problème ; je me sommes contentés de m'assurer que le jeu de paramètres et d'équations spécifient le problème de manière nécessaire et suffisante (Pourbaix (1998) propose une variante).

J'ai choisi de travailler avec les jeux de paramètres $\{\gamma, K_1, K_2, T, T_0, e, \omega\}$ pour la spectroscopie et $\{r, \varphi_{u,1}, \varphi_{u,2}, \varpi a, T, T_0, e, i, \Omega, \omega\}$ pour l'interférométrie. Du fait que le demi-grand axe a est lié aux paramètres spectroscopiques par la relation

$$a(\text{UA}) = \frac{(K_1 + K_2)(\text{km/s}) T(\text{j}) \sqrt{1 - e^2}}{1731,5 \cdot 2\pi \sin i}, \quad (10.10)$$

le jeu de paramètres pour le problème global est $\{r, \varphi_{u,1}, \varphi_{u,2}, \gamma, K_1, K_2, T, T_0, e, i, \Omega, \omega, \varpi\}$. La parallaxe ϖ estimée de cette façon s'appelle *parallaxe orbitale*. Il est possible de la soustraire

de la liste des paramètres en utilisant une détermination indépendante, par exemple la mesure astrométrique d'Hipparcos.

En s'appuyant sur le formalisme du chapitre 3, le calcul du modèle direct se résume comme suit :

1. L'anomalie excentrique $\xi(e, T, T_0; t)$ décrit la position de la secondaire sur l'ellipse orbitale à une date t donnée (Éq. 3.3) ;
2. Les coordonnées dans le plan de l'orbite, $\rho_\star(a, e; \xi)$ et $\nu_\star(e; \xi)$ (Éq. 3.7), sont projetées sur le ciel en séparation angulaire $\rho(\varpi a, e, i, \omega; \xi)$ et angle de position de la secondaire $\theta(e, i, \omega, \Omega; \xi)$ (Éq. 3.10) ;
3. Les visibilitées au carré $\mathcal{V}^2(r, \rho, \theta, \varphi_{u,1}, \varphi_{u,2}; u_B, v_B)$ sont déduites de l'équation (10.9). Dans le cas d'un compagnon faible de petite taille (naine brune ou planète), on peut considérer que la secondaire est ponctuelle. En revanche, comme la signature de la binarité est également tenue dans ce cas, il est essentiel de déduire très précisément le diamètre de la primaire à partir des mesures ;
4. Les vitesses radiales $v_{r,j}(\gamma, K_j, T, e, \omega; \xi)$, $j \in \{1,2\}$ se calculent avec les équations (3.17). Avec les binaires à simple spectre, on n'a accès qu'à K_1 et on ne peut utiliser (10.10) pour dériver le demi-grand axe a . Toutefois, si la secondaire est de masse négligeable devant la primaire (cas des planètes), a s'obtient en évaluant M_1 à partir des données spectroscopiques, puis par simple application de la 3^e loi de Kepler $a^3/T^2 \simeq GM_1/4\pi^2$. Je rappelle que cette approximation a déjà permis d'évaluer la masse projetée de la planète (Éq. 3.22).

10.3.3 Estimation des paramètres orbitaux

Principe

J'ai déjà discuté de l'estimation paramétrique dans le cadre réduit de la vélocimétrie radiale (§3.4.2). Le principe se généralise à l'approche globale en construisant la fonction coût à partir d'une somme de termes marquant la distance quadratique aux données. Du fait que les mesures interférométriques et vélocimétriques sont indépendantes, on affecte le même poids à chaque terme. Mathématiquement, en supposant qu'on dispose de n_1 vitesses radiales de la primaire, de n_2 vitesses radiales de la secondaire s'il s'agit d'une binaire à double spectre, et de m mesures de \mathcal{V}^2 , la fonction coût s'écrit

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n_1} \frac{(v_{r,1}(\mathbf{p}_1; t_i) - v_{r,1}[i])^2}{\sigma_i^2} + \sum_{j=1}^{n_2} \frac{(v_{r,2}(\mathbf{p}_2; t_j) - v_{r,2}[j])^2}{\sigma_j^2} + \sum_{k=1}^m \frac{(\mathcal{V}^2(\mathbf{p}_3; t_k) - \mathcal{V}^2[k])^2}{\sigma_k^2}, \quad (10.11)$$

où $\mathbf{p}_1 = (\gamma, K_1, T, T_0, e, \omega)$, $\mathbf{p}_2 = (\gamma, K_2, T, T_0, e, \omega)$ et $\mathbf{p}_3 = (r, \varphi_{u,1}, \varphi_{u,2}, K_1, K_2, T, T_0, e, i, \Omega, \omega, \varpi)$ sont les vecteurs de paramètres.

Les valeurs retenues pour les paramètres sont celles qui minimisent la fonction coût. On se trouve donc face à un classique problème d'optimisation avec un surcroît de complexité lié à la non linéarité du modèle direct. En l'espèce, la fonction coût présente un nombre important de minima locaux, un phénomène imputable aux nombreuses lignes trigonométriques qui interviennent dans le modèle direct (Fig. 10.4). Plusieurs techniques d'exploration de l'espace du χ^2

conduisent à la découverte du minimum global :

- une recherche locale de type Levenberg-Marquardt à partir d'une grille de conditions initiales (Boden et al., 1999, par ex.) ;
- des allers et retours entre une recherche globale de type *recuit simulé* et un affinage local de la solution de type Levenberg-Marquardt (Pourbaix, 1998) ;
- une *estimation garantie* fondée sur l'*analyse par intervalle* (voir plus bas).

Il faut souligner que la difficulté à trouver le minimum global ainsi que le temps de calcul augmentent très rapidement avec le nombre de paramètres.

Validation sur des exemples

Dans le cadre de cette thèse, j'ai programmé en langage IDL un logiciel d'estimation de paramètres orbitaux d'une étoile binaire sur la base d'un algorithme de Levenberg-Marquardt³⁴ associé à une grille de valeurs initiales. Mon logiciel peut être utilisé pour traiter de manière indépendante ou jointe les jeux de données interférométriques et vélocimétriques. J'en ai validé le fonctionnement en réduisant les mesures effectuées par l'interféromètre PTI sur les étoiles binaires spectroscopiques 64 Psc (Boden et al., 1999) et 12 Boo (Boden et al., 2000).

À propos de l'analyse par intervalle

Dans l'analyse par intervalle (Jaulin et al., 2001, par ex.), les nombres sont représentés en machine par des intervalles afin de contourner le bruit numérique introduit par les arrondis. La technique d'estimation paramétrique fondée sur cette analyse présente l'intérêt majeur de livrer pour chaque paramètre un *ensemble solution* contenant à coup sûr – c'est l'aspect « garanti » – la meilleure solution qu'on obtiendrait par une méthode d'optimisation classique (Hansen, 1979). Braems et al. (2000) en donnent une application récente hors du cadre de l'astronomie. Avec cette approche ensembliste, on peut par exemple étudier l'impact de la taille des barres d'erreur ou tout autre caractéristique de la série de mesure sur la forme de l'ensemble solution.

Pour que cette technique d'estimation soit applicable, il faut que les barres d'erreur sur les mesures soient bornées. Une distribution gaussienne n'est donc pas envisageable au sens strict du terme. En revanche, une distribution gaussienne tronquée à un nombre arbitraire de sigmas – ce qui correspond exactement à la statistique des facteurs de cohérence fournis par le logiciel de réduction de FLUOR – convient parfaitement.

En 2002, j'ai amorcé une collaboration avec Isabelle Braems, doctorante au Laboratoire des signaux et systèmes à Orsay et spécialiste de l'estimation paramétrique garantie. Quoique notre travail sur ce sujet soit resté à l'état embryonnaire, les possibilités de l'analyse par intervalle méritent très certainement l'investissement nécessaire au développement d'un logiciel de réduction fondé sur cette technique.

34. J'ai intégré la procédure MPFIT développée pour IDL par Craig B. Markwardt (NASA/GSFC Code 662, Greenbelt, MD 20770). Cette procédure peut être téléchargée à l'adresse <http://cow.physics.wisc.edu/~craigm/idl/idl.html>.

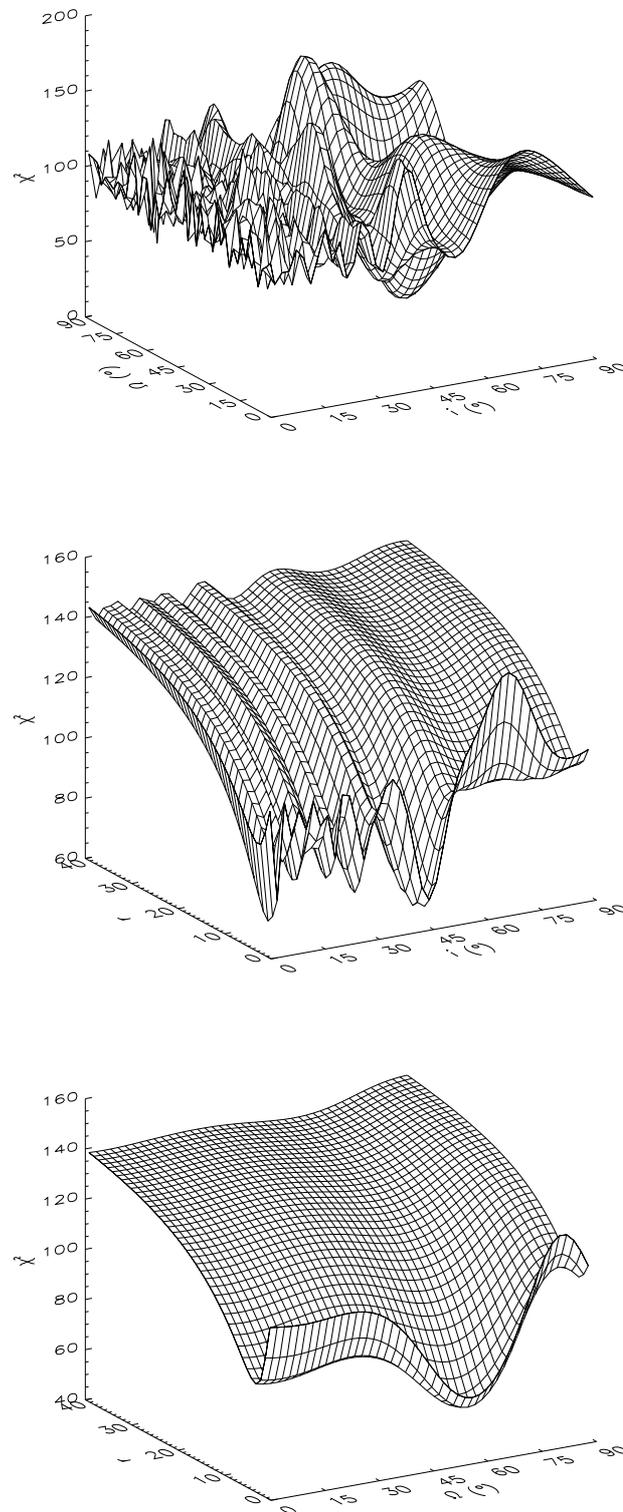


FIG. 10.4 – Représentations marginales de l'espace du χ^2 dans le cas d'observations simulées de l'étoile binaire spectroscopique 64 Psc. On trouve de haut en bas les surfaces $\chi^2(i, \Omega)$, $\chi^2(i, r)$ et $\chi^2(\Omega, r)$. Ces figures ont été obtenues par application de notre modèle direct à l'interféromètre PTI aux 88 observations de Boden et al. (1999).

10.4 Observations de binaires spectroscopiques

10.4.1 Objectif

Trois automnes consécutifs, j'ai entrepris avec Vincent Coudé du Foresto une campagne d'observation d'étoiles binaires spectroscopiques avec FLUOR (§7.4.1) associé aux interféromètres IOTA (2000–2001) puis CHARA (2002). L'objectif était double :

- disposer d'observations réelles pour valider la procédure de réduction des données ;
- pousser progressivement l'interférométrie fibrée vers ses limites en observant des étoiles de contraste de plus en plus élevé, afin d'identifier ces limites et d'établir des stratégies instrumentales et/ou de traitement pour les dépasser.

10.4.2 Déroulement

L'interféromètre IOTA (Traub et al., 2003), situé au sommet du Mont Hopkins près de Tucson en Arizona, est composé de trois télescopes de 40 cm équipés d'un système de correction du basculement du front d'onde (Fig. 10.5). Deux de ces télescopes sont mobiles sur une structure en forme de L dont les stations extrêmes fournissent une base maximale de 38 m (à l'époque de nos observations, seuls ces deux télescopes étaient en service). La lumière collectée par les télescopes est scindée en une partie visible utilisée pour asservir les télescopes sur la cible, et une partie infrarouge dirigée dans notre cas vers FLUOR. La différence de marche entre les deux faisceaux est contrôlée par un système de lignes à retard à trois étages : (i) une grande ligne à retard fixe pendant les observations, (ii) une petite ligne à retard qui compense le mouvement diurne et (iii) un miroir vibrant (*fast scan*) qui permet l'acquisition du paquet de franges.

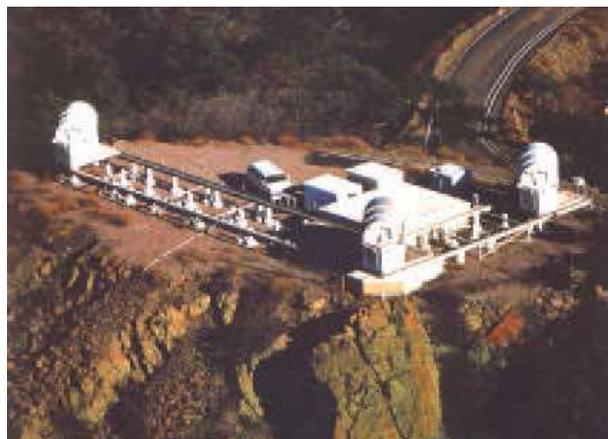


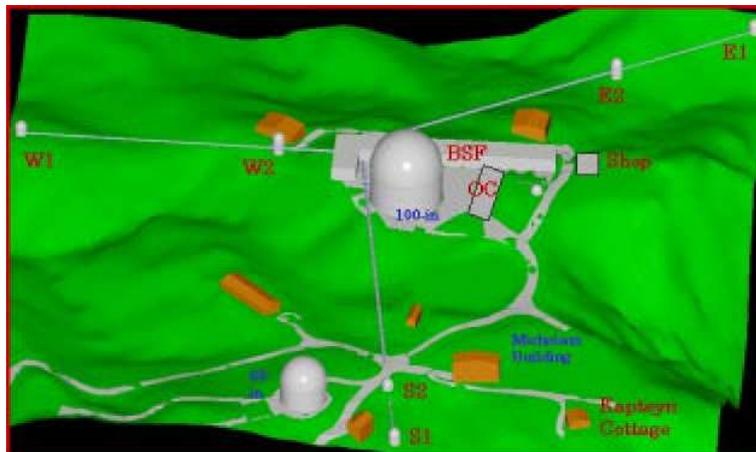
Fig. 10.5 – L'interféromètre IOTA situé au sommet du Mont Hopkins près de Tucson, Arizona.

Le choix des cibles doit tenir compte à la fois de la résolution de l'instrument, de sa sensibilité et de la nécessité de réaliser une bonne couverture de l'orbite pendant la durée de la mission d'observation (au plus trois semaines). J'ai donc sélectionné dans le catalogue de Batten et al. (1989) des binaires spectroscopiques de séparation $\rho \sim 10$ mas, de période $T \sim 10$ j et de magnitude $K < 5$. Afin de valider la procédure d'observation et le traitement des données, nous

avons prioritairement observé des cibles dont les paramètres orbitaux avaient été précédemment déterminés par interférométrie. L'ensemble des mesures exploitables est regroupé dans la table 10.1.

La mission d'octobre-novembre 2000 fut fortement pénalisée d'une part par un mauvais temps exceptionnel en Arizona à cette période de l'année, et d'autre part par deux problèmes instrumentaux majeurs : (i) la petite ligne à retard était fréquemment animée de soubresauts causant la perte du signal des franges, et (ii) des vibrations intempestives d'un élément du train de miroirs corrompaient irrémédiablement certaines mesures. En conséquence, les données sont éparpillées et pas toujours fiables. Ce fut malheureusement désastreux pour mon programme qui nécessitait de couvrir les orbites le plus régulièrement possible.

En novembre 2001, la foudre s'abattit sur IOTA endommageant certains circuits électroniques et nous obligeant à retarder notre arrivée sur le site. À ce retard s'ajouta le fait que les télescopes venaient de recevoir un nouveau système de contrôle encore en phase de mise au point. Enfin et surtout, il fut long et difficile de remettre l'interféromètre en fonctionnement : après avoir cherché sans succès le signal des franges sur le ciel puis en mode d'autocollimation, il fallut modifier temporairement FLUOR pour vérifier le bon fonctionnement du coupleur fibré. Nous comprîmes par la suite que la manipulation malheureuse d'une des fibres avant notre arrivée avait causé une chute dramatique de l'efficacité interférométrique de l'instrument. Toutes les mesures datées de novembre furent donc effectuées après notre départ par Guy Perrin et Olivier Absil sur leur temps d'observation d'étoiles évoluées. Pour cette raison, les cibles ne bénéficièrent que d'une couverture orbitale réduite.



F . 10.6 – L'interféromètre CHARA situé au sommet du Mont Wilson près de Los Angeles, Californie.

Suite à un accord passé avec l'université de Géorgie à Atlanta, FLUOR fut transféré durant l'été 2002 sur l'interféromètre CHARA (Fig. 10.6), situé au sommet du Mont Wilson près de Los Angeles (Coudé du Foresto et al., 2003). Lors de notre mission en novembre suivant, FLUOR n'avait bénéficié que d'une demi-nuit effective d'observation et nécessitait encore une phase de mise au point. En particulier, sa sensibilité ne permettait pas l'observation de nos cibles, ce qui nous a conduit à consacrer intégralement notre mission à la mise en service de l'instrument.

δ Trianguli

TU	JJM	base	λu_B (m)	λv_B (m)	\mathcal{V}^2	$\sigma_{\mathcal{V}^2}$
28/10/00 08h06	51845,3375	S15N35	6,63	37,66	0,610	0,023
28/10/00 08h33	51845,3563	S15N35	4,09	38,01	0,726	0,028
01/11/00 07h49	51849,3257	S15N35	6,83	37,62	0,852	0,034
01/11/00 08h45	51849,3646	S15N35	1,42	38,20	1,062	0,046
01/11/00 09h35	51849,3993	S15N35	-3,51	38,07	0,651	0,099
16/11/01 03h55	52229,1632	S15N15	4,45	20,68	0,727	0,055
16/11/01 04h50	52229,2014	S15N15	1,88	21,10	0,842	0,049
17/11/01 04h49	52230,2007	S15N15	1,75	21,11	0,508	0,024
17/11/01 05h13	52230,2174	S15N15	0,57	21,18	0,608	0,024
17/11/01 05h43	52230,2382	S15N15	-0,89	21,17	0,615	0,025
20/11/01 07h27	52233,3104	S10N05	-6,21	8,97	0,781	0,072
20/11/01 07h53	52233,3285	S10N05	-6,52	8,56	0,692	0,032
20/11/01 08h19	52233,3465	S10N05	-6,74	8,13	0,707	0,033
21/11/01 07h22	52234,3069	S10N28	3,49	29,62	0,719	0,130
22/11/01 05h12	52235,2167	S10N28	12,36	27,10	-0,003	0,072

Capella

TU	JJM	base	λu_B (m)	λv_B (m)	\mathcal{V}^2	$\sigma_{\mathcal{V}^2}$
17/11/01 10h30	52230,4375	S15N15	-5,88	19,38	0,578	0,009
17/11/01 10h48	52230,4500	S15N15	-6,61	19,02	0,585	0,011
20/11/01 10h45	52233,4479	S10N05	-6,45	7,89	0,856	0,012
22/11/01 09h06	52235,3792	S10N28	8,83	27,90	0,500	0,031
22/11/01 09h20	52235,3889	S10N28	7,80	28,28	0,459	0,029

 ι Pegasi

TU	JJM	base	λu_B (m)	λv_B (m)	\mathcal{V}^2	$\sigma_{\mathcal{V}^2}$
29/10/00 03h36	51846,1500	S15N35	8,17	36,93	0,366	0,008
01/11/00 02h29	51849,1035	S15N35	12,99	35,81	0,620	0,008
17/11/01 04h12	52230,1750	S15N15	-7,82	19,71	0,585	0,017
22/11/01 03h52	52235,1611	S10N28	0,01	29,18	0,397	0,020
22/11/01 04h11	52235,1743	S10N28	-1,49	29,15	0,305	0,026

64 Piscium

TU	JJM	base	λu_B (m)	λv_B (m)	\mathcal{V}^2	$\sigma_{\mathcal{V}^2}$
17/11/01 06h40	52230,2778	S15N15	-7,38	19,68	1,554	0,200

T . 10.1 – Mesures acquises sur quelques étoiles binaires spectroscopiques avec FLUOR/IOTA au cours des campagnes d'octobre 2000 et de novembre 2001. TU = temps universel ; JJM = jour julien modifié (JJM = JJ - 2 400 000,5).

Quel enseignement peut-on tirer de ces échecs ? La caractérisation de systèmes binaires est un programme qui nécessite une grande fiabilité instrumentale sur une période importante. À l'échelle de temps d'une mission d'au plus trois semaines, ce programme s'est révélé incompatible avec des instruments en constante évolution (IOTA) ou encore en développement (CHARA). Il pourra certainement être mené dans un futur proche avec le VLTI ou avec le mode d'observation à distance en projet pour FLUOR/CHARA.

10.4.3 Delta Trianguli

À ce jour, l'étoile binaire la plus observée par FLUOR (15 mesures) est δ Tri (HD 13974, HIP 10644). Ses paramètres orbitaux ont été déterminés par Hummel et al. (1995) à l'aide de l'interféromètre Mark III, puis une nouvelle solution a été calculée par Pourbaix (2000). Il aurait été intéressant d'ajouter nos mesures aux leurs pour les traiter conjointement, mais Hummel et al. n'ont pas publié leurs mesures de \mathcal{V}^2 . Les mesures vélocimétriques sont dues à Duquennoy et Mayor (1988).

D'après Hummel et al., la primaire est une G0V et son compagnon est une K4V telle que $\Delta K \approx 0$. Si on utilise la solution de Pourbaix pour tous les paramètres à l'exception du contraste qu'on détermine avec les mesures de FLUOR, on trouve $r \approx 4$ avec $\chi_r^2 \approx 45$! La figure 10.7 représente la comparaison entre les prédictions de \mathcal{V}^2 que j'ai établies avec le modèle de Pourbaix et les mesures de FLUOR : le désaccord est flagrant !

Dans son article, Pourbaix explique que l'ajustement d'une solution globale à ce système est un « cauchemar complet ». Comme l'excentricité est quasi-nulle, ω et T sont très corrélés. Il constate une autre corrélation très forte entre i et ϖ . Il admet lui-même que sa valeur de la parallaxe (qui n'est pas en accord avec celle d'Hipparcos) n'est pas très fiable. Plus loin, il critique l'incohérence du résultat de Duquennoy et Mayor (1988) qui avancent un écart $\Delta B \approx 2$ entre les deux étoiles dont les masses seraient pourtant quasi-identiques ($q \approx 1$). On voit ici toute la difficulté de l'estimation paramétrique pour certaines configurations des systèmes doubles, et on peut regretter que le peu de mesures de FLUOR n'ait pas permis la recherche d'une solution originale.

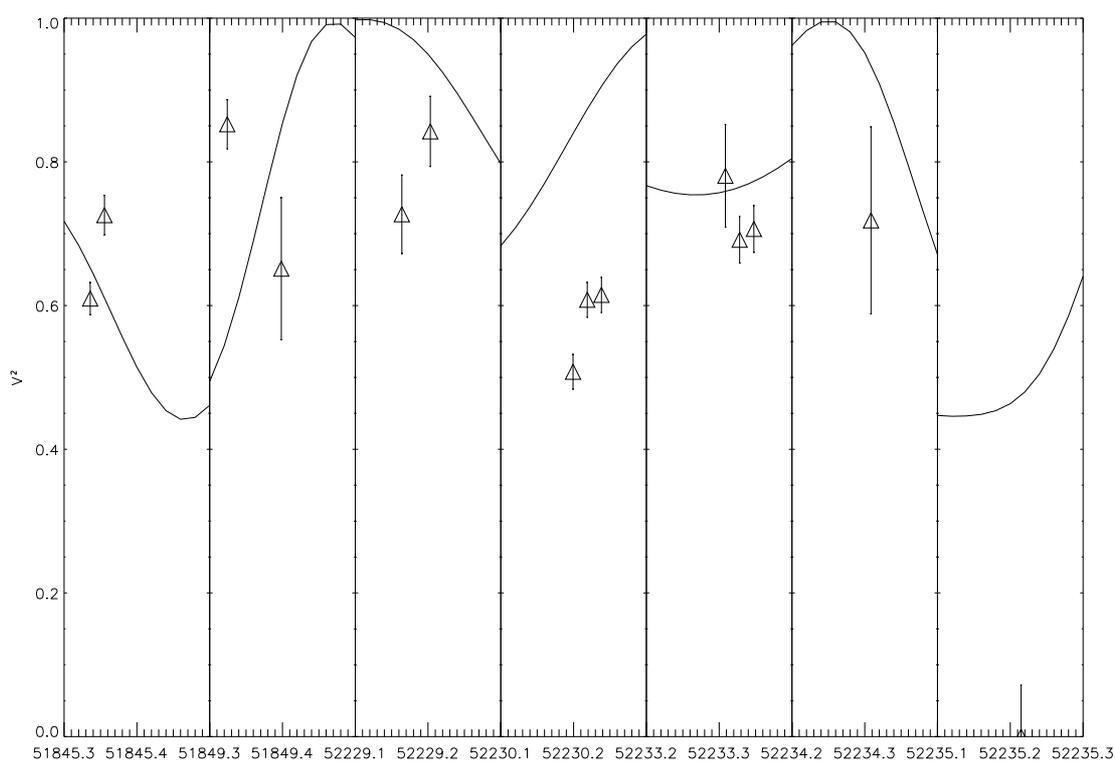
10.5 Observations simulées de Pégasides

Dans cette section, je présente les simulations que j'ai effectuées afin d'étudier les conditions dans lesquelles l'interférométrie couplée à la vélocimétrie pourrait permettre de caractériser complètement certaines Pégasides. Il s'agit de mettre au point une stratégie d'observation comprenant le choix des bases, le nombre de mesures par base et la précision requise sur chaque mesure. Pour donner une idée de ce qu'il serait possible de faire à court terme, j'ai choisi de simuler des observations interférométriques de 51 Peg avec deux télescopes du VLTI.

10.5.1 Stratégie d'observation

Pour étudier la partie proprement interférométrique des observations :

- les paramètres spectroscopiques sont fixés à leur valeur mesurée (Tab. 10.2) et nous ne cherchons pas à les estimer ;



F . 10.7 – Comparaison entre le modèle de Pourbaix (trait continu) et les mesures de FLUOR (Δ) pour l'étoile binaire spectroscopique δ Trianguli. La figure représente l'évolution de V^2 au cours des sept nuits d'observation en fonction du temps (en JJM).

- on attribue aux paramètres restants (r, Ω, i) une valeur arbitraire que l'on souhaite retrouver ;
- on effectue des simulations pour différentes configurations de l'interféromètre et différentes précisions sur \mathcal{V}^2 .

J'ai successivement fixé le contraste à $r = 10^2, 10^3$ et 10^4 , trois cas se voulant *grosso modo* représentatifs d'un compagnon naine rouge (A), d'une naine brune (B) ou d'une Pégaside (C). La précision sur \mathcal{V}^2 est prise égale soit à 0,3 %, le record de précision obtenu par FLUOR, soit à 0,1 %, la précision visée par l'instrument AMBER prochainement installé sur le VLTI (Petrov et al., 2003).

T	$4,23076 \pm 0,00005$ j
T_0	$52496,497 \pm 0,022$ (JJM)
e	0 (fixé)
γ	$-33,2516 \pm 0,0006$ km/s
ω	0° (fixé)
K_1	$57,2 \pm 0,9$ km/s

T . 10.2 – Paramètres spectroscopiques de 51 Peg b utilisés pour la simulation (Naef et al., 2003).

On a vu que la profondeur des ondulations dans le plan (u, v) contraignait le contraste (§10.1.5). Du fait l'orbite est circulaire, on peut aussi avancer que la variation de la distance entre deux crêtes au cours de la révolution permet de contraindre l'inclinaison, et que l'orientation des ondulations à une date donnée permet de contraindre Ω . On en déduit sans grande surprise qu'il est souhaitable que les bases utilisées laissent dans le plan (u, v) des traces aussi longues que possible, et que plusieurs orbites soient couvertes par les observations.

10.5.2 Performances escomptées

On suppose que 51 Peg est observé par le VLTI pendant 8, 16 ou 32 nuits consécutives à partir du 1^{er} septembre 2002, à raison de 8 mesures par nuit couvrant une durée de 6 h centrée sur le transit. La figure 10.8 montre la couverture de l'orbite projetée sur le ciel, tandis que la figure 10.9 représentent les traces des bases choisies (cas B et C) superposées aux lignes de niveau de la surface $\mathcal{V}^2(u, v)$ pour $r = 100$.

Ces simulations montrent que les compagnons faibles jusqu'à un contraste de 10^3 sont d'ores et déjà à la portée des instruments existants. Les Pégasides nécessitent quant à elles un mois complet d'observation avec une précision qui reste encore à démontrer. Cependant, grâce à l'utilisation des éphémérides spectroscopiques, les nuits d'observation n'ont pas besoin d'être consécutives. On peut même envisager d'étaler ce programme sur plusieurs mois en lui allouant à chaque fois que c'est possible du temps inoccupé.

Pour bien interpréter ces résultats, il faut se souvenir que les précisions annoncées sur les paramètres estimés sont des précisions formelles issues de l'algorithme de Levenberg-Marquardt. Elles sont donc relatives au modèle utilisé et à la série de données simulées. Par ailleurs, elles n'incluent pas les incertitudes sur les paramètres spectroscopiques. Des valeurs plus réalistes

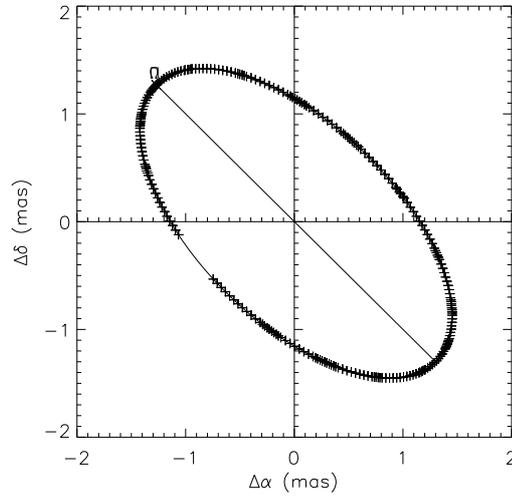


Fig. 10.8 – Couverture de l'orbite de 51 Peg b associée à 32 nuits d'observation (cas C). La diagonale est la ligne des nœuds.

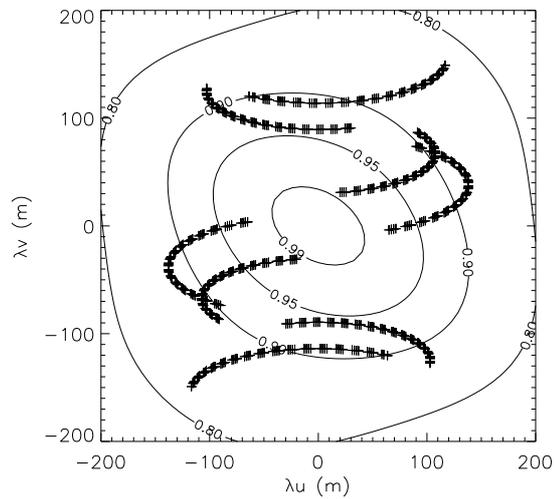


Fig. 10.9 – Traces dans le plan (u, v) pour les quatre bases du cas C (on n'utilise que deux bases à la fois). Les lignes de niveaux correspondent à un compagnon de contraste 100 à la date de la première observation.

Modèle	A	B	C
i	60°	60°	60°
Ω	45°	45°	45°
r	10 ²	10 ³	10 ⁴
Observations			
Précision	0,3 %	0,3 %	0,1 %
Nb. de mesures	64	128	512
Nb. de nuits	8	16	32
bases	A0M0, J2J6	A0M0, J2J6 B5J6, A0J2	A0M0, J2J6 B5J6, A0J2
Réduction			
i	62° ± 2°	64° ± 7°	60° ± 10°
Ω	45° ± 2°	45° ± 8°	54° ± 10°
r	95 ± 5	970 ± 135	10400 ± 2300
S/B sur r	19	7,2	4,5

T . 10.3 – Simulation d'observations de 51 Peg avec le VLTI pour trois contrastes différents.

(et malheureusement plus pessimistes) pourraient être dérivées par une méthode de type Monte-Carlo (Press et al., 1997, §15.6) : on fabrique des séries de données simulées en faisant varier un paramètre spectroscopique au sein de sa barre d'erreur. La plage de variation des paramètres estimés après traitement donne alors une meilleure image de la barre d'erreur réelle.

10.5.3 Discussion

Est-il raisonnable de penser qu'on puisse atteindre une précision de 0,1 % sur la mesure de \mathcal{V}^2 ? La précision actuelle de FLUOR, au mieux $\sim 0,3$ %, est obtenue par filtrage modal (§7.4) et limitée pour les sources brillantes par le bruit introduit par le piston différentiel (différence de phase moyenne entre les fronts d'onde collectés par les télescopes). En supprimant ce bruit, un système asservissant la position de la différence de marche nulle appelé *suiveur de frange*, pourrait permettre de gagner le facteur nécessaire sur la précision. Comme un tel système, baptisé FINITO (Gai et al., 2003), est en cours d'installation sur le VLTI, il devrait être possible de procéder d'ici peu à l'évaluation du gain réel apporté par ce système.

Parallèlement, on peut améliorer l'efficacité d'injection de la lumière dans le coupleur fibré en équipant les télescopes de systèmes d'optique adaptative. Il en résulte une augmentation du S/B et donc de la précision sur les mesures. Je rappelle que FLUOR et VINCI n'ont bénéficié jusqu'à présent que de miroirs de correction des modes de basculement du front d'onde.

10.6 Détecter des Pégasides par analyse de Fourier ?

La méthode de traitement des données que j'ai exposée conduit à estimer conjointement l'intégralité des paramètres orbitaux. Or, tous ces paramètres ne revêtent pas le même intérêt : si la détermination de l'inclinaison permet d'accéder sans ambiguïté à la masse de la planète, la connaissance de l'angle de position du nœud ascendant n'apporte rien sur le plan astrophysique.

Il serait très intéressant de disposer pour l'interférométrie d'une pure méthode de détection comme dans le cas des transits (§4.4). Idéalement, on voudrait pouvoir estimer prioritairement r , puis i et éventuellement Ω .

Vincent Coudé du Foresto a proposé de se servir des éphémérides spectroscopiques, c'est-à-dire une loi $\xi = \xi(t)$ ou $\Phi = \Phi(t)$ établie à partir de T , T_0 et e , pour mettre en œuvre une méthode analogue à la *détection synchrone* dans l'espace de Fourier : on procède à une transformation de Fourier à trois dimensions (TF 3D) du volume de donnée afin d'isoler le signal de la planète dont on connaît la fréquence. Dans cette section, je présente quelques calculs préliminaires autour de cette idée. Le lecteur y trouvera des pistes de réflexion et non un travail abouti.

10.6.1 Formalisme

On considère le cas très simple d'une étoile double de composantes ponctuelles et de contraste unité. La secondaire S est repérée par sa séparation ρ_t et son angle de position $\theta_t = 2\pi(t - T_0)/T$. On se propose de calculer la TF 3D de la fonction $\mathcal{V}^2(u, v, t)$. Pour alléger les formules de cette section, je note exceptionnellement (x, y) le couple $(\Delta\alpha, \Delta\delta)$ et je choisis une origine des temps de telle sorte que $T_0 = 0$. Comme le théorème de Wiener-Khintchine assure que la TF 2D de \mathcal{V}^2 vis-à-vis des variables u et v soit la fonction d'autocorrélation \mathcal{A} de la binaire, la TF 3D de \mathcal{V}^2 s'obtient en calculant simplement la TF de \mathcal{A} vis-à-vis de t (j'applique ici le théorème de Fubini sur le calcul intégral) :

$$\widehat{\mathcal{V}^2}(x, y, f) \stackrel{\text{déf.}}{=} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{V}^2(u, v, t) e^{-2i\pi(ux+vy+ft)} du dv dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}(x, y, t) e^{-2i\pi ft} dt, \quad (10.12)$$

où f est la fréquence conjuguée du temps t par TF.

En modélisant P et S par deux distributions de Dirac, l'une centrée sur l'origine et l'autre en $(\rho_t \sin \theta_t, \rho_t \cos \theta_t)$, la fonction d'autocorrélation (Fig. 10.10) s'écrit

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(x, y, t) = & \delta(x) \delta(y) + \frac{1}{2} \delta(x - \rho_t \sin \theta_t) \delta(y - \rho_t \cos \theta_t) \\ & + \frac{1}{2} \delta(x + \rho_t \sin \theta_t) \delta(y + \rho_t \cos \theta_t). \end{aligned} \quad (10.13)$$

Pour le développement analytique suivant, je vais encore simplifier le problème en supposant que l'orbite projetée est circulaire de rayon ρ . Comme le premier terme de (10.13) ne dépend pas de t , il a pour TF la distribution $\delta(x) \delta(y) \delta(f)$. Les deux termes suivants ayant une forme commune, je n'en calculerai qu'un seul en posant

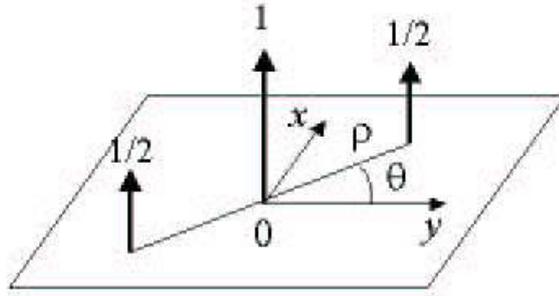
$$F(x, y, f) \stackrel{\text{déf.}}{=} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta\left(x - \rho \sin \frac{2\pi t}{T}\right) \delta\left(y - \rho \cos \frac{2\pi t}{T}\right) e^{-2i\pi ft} dt. \quad (10.14)$$

Par définition de la distribution δ , le calcul de F se décompose en deux cas suivant que le point (x, y) appartienne ou non au cercle C de centre $(0, 0)$ et de rayon ρ . Dans un cas, on a trivialement :

$$\forall (x, y) \notin C, \quad \forall f, \quad F(x, y, f) = 0. \quad (10.15)$$

Dans l'autre cas, on peut affirmer

$$\forall (x, y) \in C, \quad \begin{cases} x = \rho \sin(2\pi t/T) \\ y = \rho \cos(2\pi t/T) \end{cases} \quad \text{d'où} \quad t = \frac{T}{2\pi} \arctan\left(\frac{x}{y}\right) + nT, \quad n \in \mathbb{Z}, \quad (10.16)$$



F . 10.10 – Représentation de la fonction d'autocorrélation d'une étoile binaire de composantes ponctuelles et de contraste unité.

et donc

$$F(x, y, f) = e^{-ifT \arctan(x/y)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-2i\pi fnT}. \quad (10.17)$$

Vis-à-vis de la variable f , on reconnaît un développement en série de Fourier dont tous les coefficients sont égaux, c'est-à-dire un peigne de Dirac de période $1/T$, noté $\Pi_{1/T}$.

Le troisième terme de (10.13) donne lieu à un développement similaire : sa TF est nulle sauf pour les couples $(-\rho \sin(2\pi t/T), -\rho \cos(2\pi t/T))$ diamétralement opposés aux précédents. On aboutit donc à la même expression que (10.17) mais affectée d'un déphasage de $T/2$. Il en résulte que la période apparente de $\widehat{\mathcal{V}}^2$ dans l'espace des fréquences est $2/T$. Réciproquement dans l'espace des temps, la période de \mathcal{V}^2 est la moitié de la période de révolution : S semble tourner deux fois plus vite autour de P. On retrouve sous une autre forme l'indétermination d'un facteur π sur θ signalée précédemment (§10.2.1).

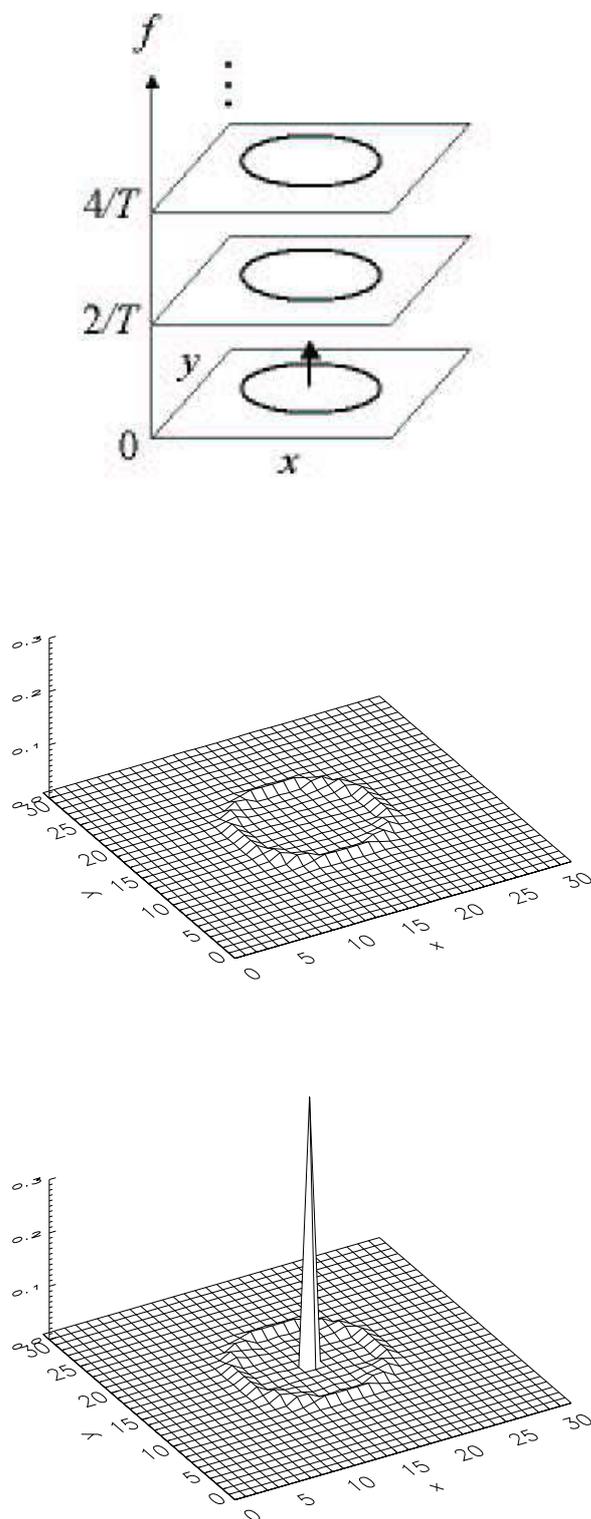
Symboliquement, le module de la TF 3D s'écrit donc

$$\boxed{|\widehat{\mathcal{V}}^2(x, y, f)| = \delta(x) \delta(y) \delta(f) + \frac{1}{2} C(x, y) \times \Pi_{2/T}(f)}. \quad (10.18)$$

En conclusion, on retient que dans l'espace (x, y, f) , le signal du compagnon se trouve réparti sur des cercles C appartenant à des plans (x, y) espacés de $2/T$ selon l'axe f (Fig. 10.11). Dans le cas plus général où l'orbite est une ellipse, les cercles sont remplacés par des images de cette ellipse (même orientation et même taille).

10.6.2 Discussion

Si le bruit affectant la mesure est blanc, il doit se distribuer uniformément dans l'espace. On peut donc tirer parti de la localisation du signal du compagnon pour gagner en S/B en sommant l'énergie aux fréquences harmoniques. Si on cherche à faire de la détection pure, on peut renoncer à l'information sur la forme et l'orientation de l'ellipse orbitale et intégrer l'énergie en x et en y pour ne déterminer que le contraste r .



F . 10.11 – En haut : répartition schématique de l'énergie dans l'espace (x, y, f) . Au milieu et en bas : surfaces $|\widehat{\mathcal{V}}^2(x, y, f = 2/T)|$ et $|\widehat{\mathcal{V}}^2(x, y, f = 0)|$ extraites d'une simulation pour un contraste unité.

Si le caractère modulable de cette méthode la rend très séduisante, la mise en pratique présente de réelles difficultés. Il s'agit de calculer numériquement la TF 3D d'une volume de données parcellaires et irrégulièrement espacées. Avec une dimension supplémentaire, on retrouve le problème classique d'inversion de Fourier à 2D posé par la reconstruction d'images à partir de mesures de la visibilité. Si les données ne sont pas en nombre suffisant, on a généralement recours à des algorithmes de régularisation introduisant un *a priori* sur l'image. Pour notre application, il serait également nécessaire d'introduire d'une manière ou d'une autre l'information *a priori* sur la nature de la cible (système binaire). Parallèlement, réduire la part de l'espace vide de données permettrait de mieux poser le problème. Dans ce sens, on pourrait gagner une dimension en calculant une transformée de Fourier « curviligne » le long des traces dans le plan (u, v) plutôt que dans tout ce plan. Manifestement, une étude plus poussée reste à mener avant de statuer sur la viabilité de ces idées.

10.7 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai exposé une méthode de caractérisation complète des systèmes doubles par interférométrie et spectroscopie. Si la pertinence de cette méthode a clairement été démontrée jusqu'à des contrastes de quelques dizaines, la voie qui mène aux planètes passe en amont par la mise au point d'une instrumentation de pointe (optique adaptative, suiveur de franges...), d'une procédure d'étalonnage très performante et le développement de méthodes numériques robustes (l'analyse par intervalle?) ou originale (l'analyse de Fourier?).

Dans le cas de futures observations à trois télescopes avec AMBER, il serait certainement profitable d'inclure dans la méthode de traitement que j'ai exposée dans ce chapitre l'utilisation de la *fermeture de phase*. Cette quantité, dont on montre qu'elle est indépendante de la turbulence, est égale à la somme des phases des interférogrammes mesurés entre chaque paire d'un triplet de télescopes. En rétablissant une partie de l'information de phase perdue, elle apporterait une contrainte supplémentaire précieuse lors de l'estimation des paramètres du modèle.

Lorsque les instruments AMBER et MIDI fonctionneront de manière optimale, la recherche de planètes pourra aussi s'effectuer sur la phase différentielle de la visibilité, c'est-à-dire sur la différence de phase à plusieurs longueurs d'onde (Lopez et al., 2000). On pourrait donc aussi penser à combiner l'information de phase différentielle à celle sur \mathcal{V}^2 .

Épilogue

Les très nombreux résultats de la spectroscopie des vitesses radiales montrent que c'est une technique bien maîtrisée aujourd'hui. En conduisant à la mesure de presque tous les paramètres orbitaux (chap. 3), elle permet d'entreprendre à la fois l'étude poussée de certains systèmes pour la mise en évidence d'interactions gravitationnelles par exemple, et l'étude de propriétés statistiques générales : distributions en période, masse ou métallicité des étoiles-mères... (chap. 2). Si ces résultats ne concernent que les Pégasides jusqu'à présent, les spectrographes de la prochaine génération, tel HARPS (Pepe et al., 2000) dont on espère une précision de 1 ms^{-1} , rendront possible sous peu la détection d'analogues d'Uranus et même de planètes telluriques aux courtes périodes. Toutefois, on ne peut caractériser complètement une planète par vélocimétrie : la masse n'est déterminée qu'au sinus de l'inclinaison près, le rayon n'est pas mesuré et on n'a pas accès au spectre ou même à la photométrie. Afin de tester finement les modèles des théoriciens, on est donc naturellement amené à recourir à des techniques complémentaires.

Dans ce manuscrit, j'ai étudié en détails deux techniques complémentaires de la spectroscopie des vitesses radiales : d'une part la photométrie de transits (partie 2), d'autre part l'interférométrie optique à très longue base (partie 3). La méthode des transits offre une mesure directe du rayon planétaire. Comme les nombreux programmes d'observation en cours depuis le sol déçoivent par le petit nombre de leurs candidats au titre de planète, l'attente est reportée sur les missions spatiales. J'ai montré que non seulement le satellite COROT améliorera la statistique des planètes géantes, mais il sera en mesure de détecter des planètes de la classe d'Uranus, et même des planètes telluriques chaudes (chap. 5). Ses successeurs, Kepler et Eddington, s'attaqueront quant à eux aux analogues de la Terre. Le très important volume de données impliquera l'utilisation d'algorithmes de traitement efficace (chap. 4) ainsi que de puissants outils de discrimination (chap. 6).

Combinée à la vélocimétrie, l'interférométrie infrarouge complète le jeu de paramètres d'un système double avec l'inclinaison de l'orbite et le contraste entre les composantes. Cette technique, qui a fait ses preuves dans le cas d'étoiles binaires spectroscopiques, nécessite d'être poussée sur le plan instrumental et sur celui du traitement des données pour assurer la détection de compagnons à très fort contraste tels les Pégasides (chap. 10). À terme, l'ajout d'une capacité spectrale à l'instrument permettrait de mesurer le contraste dans une série de canaux spectraux, livrant ainsi des spectres à basse résolution pour la recherche d'éléments atmosphériques comme le méthane.

La recherche dans le domaine des exoplanètes étant florissante, de nombreuses techniques sont à l'étude pour la détection de ces objets. On peut citer les missions astrométriques SIM (Sozzetti et al., 2003) et GAIA (Sozzetti et al., 2001), les hypertélescopes (Labeyrie et al., 2003), l'interférométrie coronographique (Bracewell, 1978) ou encore l'imagerie coronographique

(Rouan et al., 2000, par ex.). Sans doute les résultats les plus intéressants résulteront-ils de l'association d'au moins deux de ces techniques.

Après la recherche d'exoplanètes géantes vient naturellement celle de planètes telluriques. Les missions Darwin du côté européen et TPF du côté américain visent à en faire non seulement la détection directe, mais aussi la spectroscopie dans l'espoir de mettre en évidence la signature de formes de vie. Pour cela, les Européens ont choisi un interféromètre coronographique dans l'infrarouge thermique. Bien qu'une collaboration soit prévue à terme, les Américains étudient en parallèle avec l'interféromètre un coronographe associé à un télescope unique fonctionnant dans le visible. Ces concepts nécessitent tous deux de résoudre de formidables difficultés techniques. Parmi les points durs pour l'interféromètre, le filtrage modal du front d'onde auquel j'ai apporté une contribution (chap. 9) apparaît comme indispensable. Que l'interféromètre ou le coronographe soit sélectionné, tout le monde s'accorde à penser que la difficulté d'interprétation des spectres rendra nécessaire des observations dans l'autre fenêtre spectrale, et donc la construction ultérieure de l'autre instrument.

Il est très excitant de penser qu'à l'horizon d'une carrière d'astronome, ces instruments apporteront des éléments de réponse à d'anciennes questions métaphysiques sur l'existence d'autres mondes dont certains pourraient se révéler habités...

Annexes

A

Formules de changement de coordonnées

Passage du repère orbital au repère lié au plan du ciel

Le passage du repère $\mathcal{R}_{uv} = (P, u, v, w)$ au repère $\mathcal{R}_\star = (P, x_\star, y_\star, z_\star)$ lié au plan orbital se fait par une transformation qui est la composée des 3 rotations suivantes :

1. Une rotation d'angle $-\Omega$ autour de l'axe de visée (P, \mathbf{w}) , notée $r_\Omega = r(-\Omega, \mathbf{w})$. Cette rotation positionne l'axe (P, \mathbf{v}) du repère sur la ligne des nœuds $(P_\delta\Omega)$. Sa représentation matricielle est

$$r_\Omega = \begin{bmatrix} \cos \Omega & \sin \Omega & 0 \\ -\sin \Omega & \cos \Omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}; \quad (\text{A.1})$$

2. Une rotation d'angle i autour de la ligne des nœuds, notée $r_i = r(i, P_\delta\Omega)$, de matrice

$$r_i = \begin{bmatrix} \cos i & 0 & \sin i \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin i & 0 & \cos i \end{bmatrix}; \quad (\text{A.2})$$

3. Une rotation d'angle ω autour de l'axe (P, \mathbf{z}_\star) , notée $r_\omega = r(\omega, \mathbf{z}_\star)$, de matrice

$$r_\omega = \begin{bmatrix} \sin \omega & \cos \omega & 0 \\ \cos \omega & -\sin \omega & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

La matrice de passage de \mathcal{R}_\star à \mathcal{R}_{uv} s'écrit donc $\mathcal{M} = r_\Omega r_i r_\omega$, c'est-à-dire

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \mathcal{M} \begin{bmatrix} x_\star \\ y_\star \\ z_\star \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

avec

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} \cos \Omega \cos i \sin \omega + \sin \Omega \cos \omega & \cos \Omega \cos i \cos \omega - \sin \Omega \sin \omega & -\cos \Omega \sin i \\ -\sin \Omega \cos i \sin \omega + \cos \Omega \cos \omega & -\sin \Omega \cos i \cos \omega - \cos \Omega \sin \omega & \sin \Omega \sin i \\ -\sin i \sin \omega & -\sin i \cos \omega & -\cos i \end{bmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

Quant à celle de \mathcal{R}_{uv} à \mathcal{R}_\star , il s'agit de $\mathcal{M}^{-1} = r_{-\omega} r_{-i} r_{-\Omega}$, c'est-à-dire

$$\begin{bmatrix} x_\star \\ y_\star \\ z_\star \end{bmatrix} = \mathcal{M}^{-1} \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \quad (\text{A.6})$$

avec

$$\mathcal{M}^{-1} = \begin{bmatrix} -\cos \Omega \cos i \sin \omega + \sin \Omega \cos \omega & \sin \Omega \cos i \sin \omega + \cos \Omega \cos \omega & \sin i \sin \omega \\ \cos \Omega \cos i \cos \omega + \sin \Omega \sin \omega & -\sin \Omega \cos i \cos \omega + \cos \Omega \sin \omega & -\sin i \cos \omega \\ -\cos \Omega \sin i & \sin \Omega \sin i & -\cos i \end{bmatrix}. \quad (\text{A.7})$$

Passage du repère local au repère lié au plan du ciel

On appelle $\mathcal{R} = (O, x, y, z)$ le repère local lié à l'interféromètre. Ses vecteurs de base pointent respectivement vers le sud, l'est et le zénith. On définit l'azimut comme étant la distance angulaire à la direction du sud comptée dans le sens direct.

On appelle $\mathcal{R}_H = (T, X, Y, Z)$ le repère horaire centré sur le centre T de la Terre, et dont les axes pointent respectivement vers le sud, l'est et le pôle Nord céleste. On passe de \mathcal{R} à \mathcal{R}_H en utilisant les formules

$$\begin{cases} X = x \sin \zeta + z \cos \zeta \\ Y = y \\ Z = -x \cos \zeta + z \sin \zeta \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

où ζ est la latitude de l'observateur O.

La projection sur le plan du ciel nécessite de connaître l'angle horaire H_1 et la déclinaison δ_1 de l'étoile primaire P. On passe de \mathcal{R}_H à $\mathcal{R}_{uv} = (P, u, v, w)$ grâce aux formules

$$\begin{cases} u = X \sin H_1 + Y \cos H_1 \\ v = -X \sin \delta_1 \cos H_1 + Y \sin \delta_1 \sin H_1 + Z \cos \delta_1 \\ w = X \cos \delta_1 \cos H_1 - Y \cos \delta_1 \sin H_1 + Z \sin \delta_1. \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

On rappelle que l'angle horaire se déduit de l'ascension droite α via la relation $H = TS - \alpha$, où TS est le temps sidéral. Si on ne s'intéresse qu'aux coordonnées (u_B, v_B) de la base projetée \mathbf{B}_\perp , on peut se contenter de retenir les expressions

$$\begin{cases} \lambda u_B = (x \sin \zeta + z \cos \zeta) \sin H_1 + y \cos H_1 \\ \lambda v_B = -(x \sin \zeta + z \cos \zeta) \sin \delta_1 \cos H_1 + y \sin \delta_1 \sin H_1 + (-x \cos \zeta + z \sin \zeta) \cos \delta_1. \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

B

Algorithme de Levenberg-Marquardt

J ici le principe de l'algorithme de Levenberg-Marquardt tel qu'il est décrit par Press et al. (1997, §15.5). Cet algorithme est réputé performant pour l'estimation de paramètres dont la dépendance est non linéaire vis-à-vis du modèle employé.

Soit \mathbf{p} un vecteur de n paramètres. Il s'agit de minimiser itérativement une fonction coût, notée $\chi^2(\mathbf{p})$, à partir d'un choix initial de \mathbf{p} . À proximité du minimum, on s'attend à ce que la fonction coût puisse être approchée par une forme quadratique que nous écrivons

$$\chi^2(\mathbf{p}) \simeq c - \mathbf{d} \cdot \mathbf{p} + \frac{1}{2} \mathbf{p} \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{p} \quad (\text{B.1})$$

où c est une constante, \mathbf{d} le vecteur gradient de taille n et \mathbf{H} la matrice $n \times n$ des dérivées secondes, appelée Hessien. Si cette approximation est correcte, on atteint l'argument du minimum de χ^2 à partir de la position courante en une seule étape donnée par

$$\mathbf{p}_{\min} = \mathbf{p} + \mathbf{H}^{-1} \cdot [-\nabla\chi^2(\mathbf{p})]. \quad (\text{B.2})$$

Notons que le gradient comme le Hessien peuvent être dérivés analytiquement des équations régissant le modèle.

En revanche, si (B.1) se révèle une mauvaise approximation de la fonction coût, on peut au mieux faire un pas dans la direction opposée au gradient (méthode classique de descente), soit

$$\mathbf{p}_{\text{suivant}} = \mathbf{p} + \text{cste} \times \nabla\chi^2(\mathbf{p}) \quad (\text{B.3})$$

où la constante est choisie de sorte à ne pas quitter la zone contenant le minimum.

L'équation (B.2) se réécrit sous la forme du système linéaire

$$\sum_{j=1}^n \alpha_{ij} \delta p_j = \beta_i \quad i \in \{1 \dots n\}, \quad (\text{B.4})$$

à condition de poser

$$\beta_i \stackrel{\text{déf.}}{=} -\frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial p_i} \quad \text{et} \quad \alpha_{ij} \stackrel{\text{déf.}}{=} -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial p_i \partial p_j}. \quad (\text{B.5})$$

La résolution du système (B.4) fournit les valeurs des incréments δp_j . La matrice $[\alpha] = \frac{1}{2} \mathbf{D}$ est habituellement appelée *matrice de courbure*.

L'équation (B.3) se réécrit quant à elle

$$\delta p_i = \text{cste} \times \beta_i \quad i \in \{1 \dots n\}. \quad (\text{B.6})$$

L'algorithme de Levenberg-Marquardt repose sur une élégante manière d'alterner entre la méthode de descente loin du minimum et celle du Hessien à proximité de ce minimum. Deux idées fondamentales sont mises en œuvre :

- comme β_i a la dimension de $1/p_i$ (cf. B.5), la constante de (B.6) a la dimension de p_i^2 , dimension qu'on ne retrouve qu'avec les éléments diagonaux $1/\alpha_{ii}$. Par conséquent, ces éléments fixent l'échelle du problème et on pose

$$\text{cste} \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{1}{\lambda \alpha_{ii}}, \quad (\text{B.7})$$

où λ est un facteur qui permet de contrôler la taille des pas ;

- les équations (B.4) et (B.6) peuvent être combinées en l'unique équation

$$\sum_{j=1}^n \alpha'_{ij} \delta p_j = \beta_i \quad \text{avec} \quad \alpha'_{ij} \stackrel{\text{déf.}}{=} \begin{cases} \alpha_{ii} (1 + \lambda), & i = j \\ \alpha_{ij}, & i \neq j \end{cases}. \quad (\text{B.8})$$

Lorsque $\lambda \gg 1$, la matrice $[\alpha']$ est dominée par ses termes diagonaux et la progression tend vers une descente le long du gradient, tandis que lorsque $\lambda \ll 1$, la méthode ressemble à celle du Hessien.

Partant d'une valeur initiale pour \mathbf{p} , la méthode de Levenberg-Marquardt se résume en

1. Calculer $\chi^2(\mathbf{p})$;
2. Fixer λ à une valeur faible, par ex. 10^{-3} ;
3. Dédire δp_j du système linéaire (B.8), puis évaluer $\chi^2(\mathbf{p} + \delta \mathbf{p})$;
4. Si $\chi^2(\mathbf{p} + \delta \mathbf{p}) > \chi^2(\mathbf{p})$, *accroître* λ d'un ordre de grandeur, par ex. $\times 10$, et retourner au point 3 ;
5. Si $\chi^2(\mathbf{p} + \delta \mathbf{p}) < \chi^2(\mathbf{p})$, *décroître* λ d'un ordre de grandeur, par ex. $\div 10$, remplacer \mathbf{p} par $\mathbf{p} + \delta \mathbf{p}$ et retourner au point 3 ;
6. Arrêter le processus si le pas $\delta \mathbf{p}$ ne modifie χ^2 que d'une quantité $\ll 1$.

C

Paramètres stellaires standards

Sp	M_{\star} (M_{\odot})	R_{\star} (R_{\odot})	T_{eff} (K)
Série principale, V			
O5	60	12	42 000
B0	17,5	7,4	30 000
B5	5,9	3,9	15 200
B8	3,8	3,0	11 400
A0	2,9	2,4	9 790
A5	2,0	1,7	8 180
F0	1,6	1,5	7 300
F5	1,4	1,3	6 650
G0	1,05	1,1	5 940
G2	1,0	1,0	5 790
G5	0,92	0,92	5 560
K0	0,79	0,85	5 150
K5	0,67	0,72	4 410
M0	0,51	0,60	3 840
M2	0,40	0,50	3 520
M5	0,21	0,27	3 170
Géantes, III			
G5	1,1	10	5 050
K0	1,1	15	4 660
K5	1,2	25	4 050
M0	1,2	40	3 690

T . C.1 – Table compilée d'après Cox (2000)

D

Liste des sigles & acronymes

2MASS Two micron all sky survey

– A –

ACB Assombrissement centre-bord
AMBER Astronomical multiple beam recombiner

– B –

BF Basse fréquence

– C –

CCD Charge-coupled device
CDS Centre de données astronomiques de Strasbourg
CEA Commissariat à l'énergie atomique
CHARA Center for high angular resolution astronomy
CHARM Catalog of high angular resolution measurements
CNES Centre national d'études spatiales
COROT Convection, rotation et transits planétaires
CRAL Centre de recherche astronomique de Lyon (UMR 5574)

– D –

DA Disque assombri
DENIS Deep near infrared survey of the southern sky
DESPA Département de recherches spatiales

DGA	Direction générale de l'armement
DIARAD	Differential absolute radiometer
DSF	Développement en série de Fourier
DSP	Densité spectrale de puissance
DU	Disque uniforme

– E –

ESA	European space agency
ESO	European southern observatory

– F –

FEP	Fonction d'étalement de point (PSF en anglais)
FLUOR	Fiber-linked unit for optical recombination

– H –

HD	Henry Draper catalogue
HF	Haute fréquence
HIP	Catalogue de la mission Hipparcos
HR	Bright star catalogue (Harvard obs., Revised photometry)
HR	Hertzprung-Russel (diagramme de)

– I –

IAS	Institut d'astrophysique spatiale (UMR 8617)
IMEP	Institut de microélectronique, électromagnétisme et photonique (UMR 5130)
IOTA	Infrared and optical telescope array
IR	Infrarouge
IRAS	Infrared astronomical telescope
ISO	Infrared space observatory

– J –

JJ	Jour julien (JD en anglais)
JJM	Jour julien modifié (MJD en anglais)
JMMC	Jean-Marie Mariotti center

– L –

LAM	Laboratoire d'astrophysique de Marseille (UMR 6110)
LAOG	Laboratoire d'astrophysique de l'observatoire de Grenoble (UMR 5571)
LESIA	Laboratoire d'études spatiales et d'instrumentation en astrophysique (UMR 8109)
LETI	Laboratoire d'électronique et de technologie de l'information (CEA)
LP	Linearly polarized
LPL	Laboratoire de physique des lasers (UMR 7538)
LURE	Laboratoire pour l'utilisation du rayonnement électromagnétique (UMR 130)

– M –

MFI	Méthode du flux infrarouge (IRFM en anglais)
MIDI	Mid-infrared instrument

– N –

NPOI	Navy prototype optical interferometer
------	---------------------------------------

– O –

OGLE	Optical gravitational lensing experiment
OHANA	Optical Hawaiian array for nanoradian astronomy

– P –

PSR	Pulsar
PTI	Palomar testbed interferometer

– S –

S/B	Rapport signal à bruit
SETI	Search for extraterrestrial intelligence
SPM	Sun photometer
SOHO	Solar and heliospheric observatory
SIRTF	Space infrared telescope facility

– T –

TF	Transformée de Fourier
TF 2D	Transformée de Fourier bidimensionnelle
TFD	Transformée de Fourier discrète
TFR	Transformée de Fourier rapide (FFT en anglais)
TU	Temps universel

– **V** –

VF	Verre Fluoré (Le)
VINCI	Very large telescope interferometer commissioning instrument
VIRGO	Variability of solar irradiance and gravity oscillations
VLA	Very large array
VLTI	Very large telescope interferometer
VT	Vitesse microturbulente

– **Z** –

ZH	Zone habitable
----	----------------

E

Liste des symboles

Unités & constantes

al	année-lumière : $9,5 \cdot 10^{15}$ m
c	vitesse de la lumière : $3,0 \cdot 10^8$ ms ⁻¹
D_{\odot}	diamètre équatorial du Soleil : $2 R_{\odot} = 1,39 \cdot 10^6$ km
G	constante de Newton : $6,67 \cdot 10^{-11}$ m ³ kg ⁻¹ s ⁻²
h	constante de Planck : $6,63 \cdot 10^{-34}$ Js
Jy	Jansky : 10^{-26} Wm ⁻²
k	constante de Boltzmann : $1,38 \cdot 10^{-23}$ JK ⁻¹
L_{\odot}	luminosité du Soleil : $3,8 \cdot 10^{26}$ W
M_{\oplus}	masse de la Terre : $6,0 \cdot 10^{24}$ kg
M_J	masse de Jupiter : $1,9 \cdot 10^{27}$ kg = $318 M_{\oplus}$
M_{\odot}	masse du Soleil : $2,0 \cdot 10^{30}$ kg = $1,0 \cdot 10^3 M_J = 3,3 \cdot 10^6 M_{\oplus}$
pc	parsec : $3,1 \cdot 10^{16}$ m = 3,3 al
R_{\oplus}	rayon équatorial de la Terre : 6 378 km
R_J	rayon équatorial de Jupiter : 71 492 km = $11,2 R_{\oplus}$
R_{\odot}	rayon équatorial du Soleil : $6,96 \cdot 10^5$ km = $9,74 R_J = 109,1 R_{\oplus}$
UA	unité astronomique : $1,5 \cdot 10^{11}$ m = $215 R_{\odot}$
σ	constante de Stefan : $5,67 \cdot 10^{-8}$ Wm ⁻² K ⁻⁴

Bandes photométriques standards

On donne ici la longueur d'onde centrale et la largeur à mi-hauteur en μm .

U	$0,36 \pm 0,034$	K	$2,20 \pm 0,20$
B	$0,44 \pm 0,049$	K'/K _s	$2,15 \pm 0,16$
V	$0,55 \pm 0,045$	L	$3,70 \pm 0,28$
R	$0,70 \pm 0,11$	M	$5,0 \pm 0,15$
I	$0,90 \pm 0,12$	N	$10,2 \pm 2,5$
J	$1,25 \pm 0,15$	Q	21 ± 4
H	$1,65 \pm 0,18$		

Physique stellaire

A	abondances atomiques, p. 108
A_V	extinction interstellaire en bande V, p. 108
\mathcal{B}	brillance monochromatique d'un corps noir ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$), p. 77
\mathcal{B}_V	brillance d'un corps noir en bande V ($\text{W/m}^2/\text{sr}$), p. 108
D_\star	diamètre stellaire linéaire, p. 108
F_λ	flux stellaire monochromatique ($\text{Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}$), p. 77, 108
F_\star	flux stellaire dans une bande donnée (Wm^{-2}), p. 35
F_{bol}	flux stellaire bolométrique [Wm^{-2}], p. 108
Fe/H	abondance en fer rapportée à l'abondance en hydrogène, p. 16
[Fe/H]	Fe/H rapporté à la valeur solaire et exprimé en échelle log, p. 16
$\log g$	logarithme de la gravité de surface (g en cm/s^2), p. 94
L_\star	luminosité stellaire (W), p. 94
M_\star	masse de l'étoile
M/H	abondance en métaux rapportée à l'abondance en hydrogène, p. 95
[M/H]	M/H rapporté à la valeur solaire et exprimé en échelle log, p. 95
M_V	magnitude absolue en bande V, p. 108
R_\star	rayon de l'étoile
S	spectre stellaire, p. 95, 105
Sp	type spectral, p. 58
S_V	brillance de surface en bande V, p. 108
T_{eff}	température effective, p. 94
u_λ	paramètre linéaire d'ACB à la longueur d'onde λ , p. 105
α	ascension droite, p. 24
δ	déclinaison, p. 24
κ	facteur d'échelle pour l'étalonnage absolu de spectres stellaires, p. 100
λ	longueur d'onde
μ	cosinus de l'angle entre la ligne de visée et la surface stellaire, p. 94
ϖ	parallaxe, p. 24
Ω	angle solide, p. 37, 77

Systèmes doubles

Dans un système double ou système binaire, on note P la composante primaire, S la composante secondaire et Γ le barycentre.

a	demi-grand axe de l'orbite de P autour de S, p. 23
a_1	demi-grand axe de l'orbite de P autour de Γ , p. 26
a_2	demi-grand axe de l'orbite de S autour de Γ , p. 26
b	demi-petit axe de l'orbite de P autour de S, p. 23
c	distance entre le centre de l'ellipse et l'un de ses foyers, p. 23
C	constante des aires, p. 27
e	excentricité de l'orbite, p. 22
i	inclinaison de l'orbite sur le plan du ciel, p. 25

K_1	amplitude de la vitesse radiale de P, p. 27
K_2	amplitude de la vitesse radiale de S, p. 27
M_1	masse de P, p. 26
M_2	masse de S, p. 12, 26
m_2	masse de S projetée, <i>i. e.</i> multipliée par le sinus de l'inclinaison, p. 12
q	rapport de la masse de S à celle de P, p. 29
r	constraste : rapport de flux entre S et P, p. 130
R_1	rayon de P, p. 31
R_2	rayon de S, p. 31
\mathcal{R}_{uv}	repère lié au plan du ciel, p. 24, 155
\mathcal{R}_\star	repère lié au plan de l'orbite, p. 23, 155
t	temps, p. 22
T	période de révolution de S autour de P, p. 22
T_0	date de passage au périastre, p. 22
$v_{r,1}$	vitesse radiale de P, p. 27
$v_{r,2}$	vitesse radiale de S, p. 27
x_\star	abscisse de S dans le plan orbital, p. 22
y_\star	ordonnée de S dans le plan orbital, p. 22
γ	vitesse systémique (vitesse radiale de Γ), p. 26
θ	angle de position de S, p. 24
μ_1	masse relative de P, p. 26
μ_2	masse relative de S, p. 26
ν_\star	anomalie vraie, p. 23
ξ	anomalie excentrique, p. 22
ρ	séparation PS projetée sur le plan du ciel, p. 24
ρ_\star	séparation PS mesurée dans le plan de l'orbite, p. 23
Φ	phase orbitale, p. 22
ω	argument (ou longitude) du périastre, p. 25
Ω	angle de position de Ω , p. 25
\oslash	nœud ascendant, p. 25
\eth	nœud descendant, p. 25

Transits

a_r	demi-grand axe réduit, p. 62
D	durée d'observation continue d'un champ d'étoiles, p. 41, 59
D_T	diamètre du télescope, p. 58
F_p	flux émis par la planète (Wm^{-2}), p. 19
k	nombre de transits consécutifs observés, p. 42
M_p	masse de la planète, p. 37
n_C	nombre de produits de corrélation, p. 45
N_e	nombre de photo-électrons reçus pendant la durée du transit, p. 58
n_p	nombre de planètes détectées, p. 59
n_{pix}	nombre de pixels contenus dans un masque, p. 58

n_*	nombre d'étoiles observées, p. 59
p	paramètre d'impact, p. 36
p_g	probabilité géométrique de transit, p. 37
p_3	probabilité d'observation de trois transits, p. 59
$\Pr[A B]$	probabilité de A sachant B, p. 82
R_p	rayon de la planète, p. 38
T_p	température effective de la planète, p. 62
α	coefficient de chromaticité, p. 79
β	paramètre contrôlant le seuil de détection du filtrage adapté, p. 45
ε	baisse relative de flux stellaire pendant le transit, p. 35
η	transmission spectrale de l'instrument, p. 79
σ_b	écart-type du bruit total affectant la détection, p. 45
σ_C	écart-type de la distribution des produits de corrélation, p. 45
σ_F	écart-type du bruit de fond, p. 58
σ_L	écart-type du bruit de lecture, p. 58
σ_q	écart-type du bruit quantique, p. 58
τ	durée du transit, p. 36

Interférométrie

B_{\perp}	module du vecteur de base projeté sur le ciel, p. 94, 132
\mathbf{E}	champ électrique, p. 90
\mathcal{I}	distribution angulaire d'intensité d'une source lumineuse, p. 90
I	intensité lumineuse dans l'interféromètre, p. 90
\mathcal{F}	facteur de forme, p. 106
\mathcal{T}	efficacité interférométrique, p. 91
$\overline{\mathcal{V}}$	visibilité complexe, p. 90
\mathcal{V}	module de la visibilité, p. 91
γ_{12}	degré complexe de cohérence, p. 90
η	transmission spectrale de l'instrument, p. 95
λ_{eff}	longueur d'onde effective, p. 105
μ	contraste des franges (module de γ_{12}), p. 91
φ_a	diamètre angulaire de disque assombri, p. 94
φ_u	diamètre angulaire de disque uniforme, p. 94
Ψ	déphasage de S par rapport à P dans le plan (u, v) , p. 129
Ω_B	angle de position du vecteur de base projeté sur le ciel, p. 132

Fibres optiques

a	rayon du cœur, p. 116
b	rayon de la gaine, p. 117
n_c	indice de réfraction du cœur, p. 116
n_g	indice de réfraction de la gaine, p. 116
n_r	indice de réfraction de la résine protectrice, p. 121

ON	ouverture numérique, p. 116
V	fréquence normalisée, p. 116
w	rayon du col d'un faisceau gaussien, p. 119
z_R	distance de Rayleigh, p. 119
θ_d	demi-angle au sommet du cône de divergence d'un faisceau gaussien, p. 119
λ_c	longueur d'onde de coupure, p. 116

Divers

\mathbf{d}	vecteur gradient, p. 157
erf	fonction d'erreur, p. 45
erfc	fonction d'erreur complémentaire : $\text{erfc} = 1 - \text{erf}$, p. 82
\mathbf{H}	matrice du Hessien, p. 157
H	angle horaire, p. 156
\mathcal{M}	matrice de changement de coordonnées, p. 155
\mathbf{p}	vecteur de paramètres, p. 157
\mathcal{R}	repère local, p. 156
\mathcal{R}_H	repère horaire, p. 156
TS	temps sidéral, p. 156
$[\alpha]$	matrice de courbure, p. 157
ζ	latitude, p. 156
χ^2	fonction coût, p. 157
χ_r^2	fonction coût réduite, <i>i. e.</i> divisée par le nombre de degrés de liberté, p. 157
$\stackrel{\text{déf.}}{=}$	égalité par définition

F

Publications et diffusion du travail de recherche

Les cinq articles repérés par le symbole ♦ sont reproduits à la suite de cette annexe. AFF = affiche ; COM = communication orale ; JOU = article dans un journal à comité de lecture ; LIV = livre ; SEM = séminaire en anglais.

Transits d'exoplanètes

1. [JOU] *Exoplanet detection with the COROT space mission. I. A multi-transit detection criterion*, P. Bordé, D. Rouan, and A. Léger, C. R. Acad. Sci. Paris, t. 2, Série IV, p. 1049-1055, 2001 (♦) ;
2. [JOU] *Exoplanet detection capability of the COROT space mission*, P. Bordé, D. Rouan, and A. Léger, *Astron. & Astrophys.*, 405, 1137-1144, 2003 (♦) ;
3. [JOU] *Rationale for the use of color information on Eddington*, P. Bordé, A. Léger, D. Rouan, and A. C. Cameron, soumis à *Astron. & Astrophys.* ;
4. [COM] *Detecting Earth-Uranus class planets with the space mission COROT*, A. Léger, A. Baglin, P. Barge, P. Bordé, C. Defay, M. Deleuil, D. Rouan, J. Schneider, and A. Vauillemin, *Planetary Systems in the Universe: Observation, Formation and Evolution*, ASP Conference Series, A. J. Penny, P. Artymowicz, A.-M. Lagrange, and S. S. Russel, eds, 1999 ;
5. [COM] *Planet detection capability of COROT*, P. Bordé, D. Rouan, and A. Léger, COROT week 2, meeting held in Paris, France, May 13-16, 2002 ;
6. [COM] *Planet detection capability of COROT*, P. Bordé, D. Rouan, and A. Léger, COROT week 4, meeting held in Marseille, France, June 3-6, 2003 ;
7. [AFF] *Detecting Earth-Uranus class planets with the space mission COROT*, D. Rouan, A. Baglin, P. Barge, P. Bordé, M. Deleuil, A. Léger, J. Schneider, and A. Vauillemin, *Proceedings of the conference Darwin and Astronomy, The Infrared Space Interferometer*, Stockholm, Sweden, 17-19 November 1999 (ESA SP-451, May 2000) ;
8. [AFF] *Planet detection capability of COROT*, P. Bordé, D. Rouan, and A. Léger, *Colloque du Programme National de Planétologie*, meeting held in Nantes, France, September 10-12, 2002, Eds.: O. Grasset, A. Cossard, and C. Sotin.

Interférométrie

1. [JOU] *A catalogue of calibrator stars for long baseline stellar interferometry*, P. Bordé, V. Coudé du Foresto, G. Chagnon, and G. Perrin, *Astron. & Astrophys.*, 393, 183-193, 2002 (♦);
2. [JOU] *L'-band interferometric observations of evolved stars*, G. Chagnon, B. Mennesson, G. Perrin, V. Coudé du Foresto, P. Salomé, P. Bordé, M. Lacasse and W. Traub, *Astron. J.*, 124, 2821-2832, 2002 ;
3. [JOU] *Evidence for very extended gaseous layers around O-rich Mira variables and M giants*, B. Mennesson, G. Perrin, G. Chagnon, V. Coudé du Foresto, S. Ridgway, A. Mérand, P. Salomé, P. Bordé, W. Cotton, S. Morel, P. Kervella, W. Traub, and M. Lacasse, *Astrophys. J.*, 579, 446-454, 2002 ;
4. [JOU] *The interferometric diameter and internal structure of Sirius A*, P. Kervella, F. Thévenin, P. Morel, P. Bordé, E. Di Folco, *Astron. & Astrophys.*, 408, 681-688, 2003 ;
5. [JOU] *The diameter and evolutionary state of Procyon A. Multi-technique modeling using asteroseismic and interferometric constraints*, P. Kervella, F. Thévenin, P. Morel, G. Berthomieu, P. Bordé and J. Provost, soumis à *Astron. & Astrophys.* ;
6. [COM] *Nulling interferometry for the Darwin mission: experimental demonstration of the concept in the thermal infrared with high levels of rejection*, M. Ollivier, J.-M. Mariotti, P. Sekulic, G. Michel, A. Léger, P. Bouchareine, J. Brunaud, V. Coudé du Foresto, B. Mennesson, P. Bordé, A. Amy-Klein, A. Vanlerberghe, P.-O. Lagage, G. Artzner, F. Malbet, *Proc. SPIE Vol. 4006*, p. 354-358, *Interferometry in Optical Astronomy*, Pierre J. Léna, Andreas Quirrenbach, Eds, 2000 ;
7. [COM] *Full characterization of binary systems with a high dynamic range*, P. Bordé and V. Coudé du Foresto, *Semaine de l'Astrophysique Française*, meeting held in Paris, France, June 24-29, 2002, Eds.: F. Combes and D. Barret, *EdP-Sciences (Éditions de Physique)*, Conference Series (♦) ;
8. [COM] *A catalogue of reference stars for long baseline stellar interferometry*, P. Bordé, V. Coudé du Foresto, G. Chagnon, and G. Perrin, *Proc. SPIE Vol. 4838*, *Interferometry in Optical Astronomy II*, Wesley Traub ed., meeting held in Waikoloa, Hawaii, August 22-28, 2002 ;
9. [COM] *The FLUOR fibered beam combiner at the CHARA array*, V. Coudé du Foresto, P. Bordé, A. Mérand, C. Baudouin, A. Rémond, G. Perrin, S. Ridgway, T. Ten Brummelaar, and H. McAlister, *Proc. SPIE Vol. 4838*, *Interferometry in Optical Astronomy II*, Wesley Traub ed., meeting held in Waikoloa, Hawaii, August 22-28, 2002 ;
10. [COM] *The use of M. Cohen's spectrophotometric reference stars as calibrators for optical interferometry*, P. Bordé, V. Coudé du Foresto, G. Chagnon, and G. Perrin, *Mini-Workshop on VLTI Calibrators*, ESO Garching, 30-31 January 2003 ;
11. [SEM] *Interferometric observations of binary systems with a high dynamic range*, Center for high angular resolution astronomy, Georgia State University, Atlanta, 9 december 2001 ;
12. [SEM] *Full characterization of binary systems with a high dynamic range*, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, 15 october 2002 ;

13. [SEM] *Full characterization of binary systems with a high dynamic range*, Paranal observatory, Chile, 15 January 2003.

Fibres optiques

1. [COM] *Prototype chalcogenide fibers for 10-micron wavefront modal filtering*, P. Bordé, G. Perrin, T. Nguyen, A. Amy-Klein, C. Daussy, P.-I. Raynal, A. Léger, and G. Mazé, Semaine de l'Astrophysique Française, meeting held in Paris, France, June 24-29, 2002, Eds.: F. Combes and D. Barret, EdP-Sciences (Éditions de Physique), Conference Series ;
2. [COM] *10-micron wavefront spatial filtering: first results with chalcogenide fibers*, P. Bordé, G. Perrin, T. Nguyen, A. Amy-Klein, C. Daussy, P.-I. Raynal, A. Léger, and G. Mazé, Proc. SPIE Vol. 4838, Interferometry in Optical Astronomy II, W. Traub ed., meeting held in Waikoloa, Hawaii, August 22-28, 2002 (♦) ;
3. [AFF] *Updated results on prototype chalcogenide fibers for 10-um wavefront spatial filtering*, P. Bordé, G. Perrin, A. Amy-Klein, C. Daussy, and G. Mazé, to appear in the proceedings of the conference "Toward Other Earths, Darwin/TPF and the search for extrasolar terrestrial planets", held in Heidelberg, Germany, 22-25 April 2003, ESA SP-539.

Vulgarisation scientifique

1. [LIV] Adaptation française de *L'astronomie pour les nuls*, Stephen Maran, éditions First, paru le 12 septembre 2001.

Bibliographie

- Aigrain, S., & Favata, F. (2002). Bayesian detection of planetary transits. A modified version of the Gregory-Loredo method for Bayesian periodic signal detection. *Astron. & Astrophys.*, 395, 625-636.
- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., Horne, J. H., Frazer, J., Woodard-Eklund, L., Bradford, M., Rao, L. M., Wilson, O. C., Zhang, Q., Bennett, W., Briggs, J., Carroll, S. M., Duncan, D. K., Figueroa, D., Lanning, H. H., Misch, T., Mueller, J., Noyes, R. W., Poppe, D., Porter, A. C., Robinson, C. R., Russell, J., Shelton, J. C., Soyumer, T., Vaughan, A. H., & Whitney, J. H. (1995). Chromospheric variations in main-sequence stars. *Astrophys. J.*, 438, 269-287.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. (2003). Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. The case of HD 209458. *Astron. & Astrophys.*, 402, 701-712.
- Baranne, A., Mayor, M., & Poncet, J. L. (1979). CORAVEL - A new tool for radial velocity measurements. *Vistas in Astronomy*, 23, 279-316.
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., Adrianszyk, G., Knispel, G., Kohler, D., Lacroix, D., Meunier, J.-P., Rimbaud, G., & Vin, A. (1996). ELODIE: A spectrograph for accurate radial velocity measurements. *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, 119, 373-390.
- Baschek, B., Scholz, M., & Wehrse, R. (1991). The parameters R and Teff in stellar models and observations. *Astron. & Astrophys.*, 246, 374-382.
- Batalha, N. M., Jenkins, J., Basri, G. S., Borucki, W. J., & Koch, D. G. (2002). Stellar variability and its implications for photometric planet detection with Kepler. In F. Favata, I. W. Roxburgh, D. Galadi, & B. Battrick (Eds.), *Proceedings of the First Eddington Workshop on Stellar Structure and Habitable Planet Finding, 11 - 15 June 2001, Córdoba, Spain*. (Vol. ESA SP-485, p. 35-40).
- Batten, A. H., Fletcher, J. M., & MacCarthy, D. G. (1989). Catalogue of the orbital elements of spectroscopic binary systems: 8: 1989. *Publications of the Dominion Astrophysical Observatory Victoria*, 17, 1-317.
- Bell, R. A., & Gustafsson, B. (1989). The effective temperatures and colours of G and K stars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 236, 653-707.
- Bessel, F. W. (1844). Extract of a letter from on the proper motions of Procyon and Sirius. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 6, 136-141.
- Blackwell, D. E., & Lynas-Gray, A. E. (1994). Stellar effective temperatures and angular diameters determined by the infrared flux method (IRFM): Revisions using improved Kurucz LTE stellar atmospheres. *Astron. & Astrophys.*, 282, 899-910.

- Boden, A. F., Creech-Eakman, M. J., & Queloz, D. (2000). The Visual Orbit and Evolutionary State of 12 Bootis. *Astrophys. J.*, 536, 880-890.
- Boden, A. F., Lane, B. F., Creech-Eakman, M. J., Colavita, M. M., Dumont, P. J., Gubler, J., Koresko, C. D., Kuchner, M. J., Kulkarni, S. R., Mobley, D. W., Pan, X. P., Shao, M., van Belle, G. T., Wallace, J. K., & Oppenheimer, B. R. (1999). The Visual Orbit of 64 Piscium. *Astrophys. J.*, 527, 360-368.
- Boden, A. F., van Belle, G. T., Colavita, M. M., Dumont, P. J., Gubler, J., Koresko, C. D., Kulkarni, S. R., Lane, B. F., Mobley, D. W., Shao, M., Wallace, J. K., & The PTI Collaboration. (1998). An Interferometric Search for Bright Companions to 51 Pegasi. *Astrophys. J.*, 504, L39-42.
- Borucki, W. J., Koch, D. G., Lissauer, J. J., Basri, G. B., Caldwell, J. F., Cochran, W. D., Dunham, E. W., Geary, J. C., Latham, D. W., Gilliland, R. L., Caldwell, D. A., Jenkins, J. M., & Kondo, Y. (2003). The Kepler mission: a wide-field-of-view photometer designed to determine the frequency of Earth-size planets around solar-like stars. In J. C. Blades & O. H. W. Siegmund (Eds.), *Future EUV/UV and Visible Space Astrophysics Missions and Instrumentation*. (Vol. SPIE 4854, p. 129-140).
- Boss, A. P. (2002). Evolution of the Solar Nebula. V. Disk Instabilities with Varied Thermodynamics. *Astrophys. J.*, 576, 462-472.
- Bracewell, R. N. (1978). Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer. *Nature*, 274, 780-+.
- Braems, I., Berthier, F., Jaulin, L., Kieffer, M., & Walter, E. (2000). Guaranteed estimation of electrochemical parameters by set inversion using interval analysis. *Journal of Electroanalytical Chemistry*, 495, 1-9.
- Brown, T. M., Charbonneau, D., Gilliland, R. L., Noyes, R. W., & Burrows, A. (2001). Hubble Space Telescope Time-Series Photometry of the Transiting Planet of HD 209458. *Astrophys. J.*, 552, 699-709.
- Burrows, A., Guillot, T., Hubbard, W. B., Marley, M. S., Saumon, D., Lunine, J. I., & Sudarsky, D. (2000). On the Radii of Close-in Giant Planets. *Astrophys. J.*, 534, L97-L100.
- Butler, R. P., & Marcy, G. W. (1996). A Planet Orbiting 47 Ursae Majoris. *Astrophys. J.*, 464, L153-L156.
- Cameron, A. C., Horne, K., Penny, A., & James, D. (1999). Probable detection of starlight reflected from the giant planet orbiting tau Boötis. *Nature*, 402, 751-755.
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. (2000). Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. *Astrophys. J.*, 529, L45-L48.
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. (2002). Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere. *Astrophys. J.*, 568, 377-384.
- Chiang, E. I., Fischer, D., & Thommes, E. (2002). Excitation of Orbital Eccentricities of Extrasolar Planets by Repeated Resonance Crossings. *Astrophys. J.*, 564, L105-L109.
- Claret, A. (2000). A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models. Calculations for $-5.0 \leq \log[M/H] \leq +1$, $2000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 50000 \text{ K}$ at several surface gravities. *Astron. & Astrophys.*, 363, 1081-1190.

- Claret, A., Diaz-Cordoves, J., & Gimenez, A. (1995). Linear and non-linear limb-darkening coefficients for the photometric bands R I J H K. *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, *114*, 247-252.
- Cody, A. M., & Sasselov, D. D. (2002). HD 209458: Physical Parameters of the Parent Star and the Transiting Planet. *Astrophys. J.*, *569*, 451-458.
- Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., Hammersley, P., Kidger, M., & Noguchi, K. (1999). Spectral Irradiance Calibration in the Infrared. X. A Self-Consistent Radiometric All-Sky Network of Absolutely Calibrated Stellar Spectra. *Astron. J.*, *117*, 1864-1889.
- Cohen, M., Wheaton, W. A., & Megeath, S. T. (2003). Spectral Irradiance Calibration in the Infrared. XIV. The absolute calibration of 2MASS. *Astron. J.*, *126*, 1090-1096.
- Coudé du Foresto, V. (1994). *Interférométrie astronomique infrarouge par optique guidée monomode*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, Observatoire de Meudon.
- Coudé du Foresto, V., Bordé, P. J., Merand, A., Baudouin, C., Remond, A., Perrin, G. S., Ridgway, S. T., ten Brummelaar, T. A., & McAlister, H. A. (2003). FLUOR fibered beam combiner at the CHARA array. In W. A. Traub (Ed.), *Interferometry for Optical Astronomy II* (Vol. SPIE 4838, p. 280-285).
- Cox, A. N. (Ed.). (2000). *Allen's Astrophysical Quantities* (Fourth ed.). New York: Springer-Verlag.
- Defaÿ, C. (2001). *Traitement du signal pour la détection des transits planétaires : application à la mission COROT*. Thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille III, Observatoire astronomique de Marseille-Provence.
- di Benedetto, G. P. (1998). Towards a fundamental calibration of stellar parameters of A, F, G, K dwarfs and giants. *Astron. & Astrophys.*, *339*, 858-871.
- Dommanget, J., & Nys, O. (2000). The visual double stars observed by the Hipparcos satellite. *Astron. & Astrophys.*, *363*, 991-994.
- Drake, A. J. (2003). On the Selection of Photometric Planetary Transits. *Astrophys. J.*, *589*, 1020-1026.
- Drake, F. (1961). Project Ozma. *Physics Today*, *14*, 40.
- Dreizler, S., Hauschildt, P. H., Kley, W., Rauch, T., Schuh, S. L., Werner, K., & Wolff, B. (2003). OGLE-TR-3: A possible new transiting planet. *Astron. & Astrophys.*, *402*, 791-799.
- Duquennoy, A., & Mayor, M. (1988). Duplicity in the solar neighbourhood. III - New spectroscopic elements for nine solar-type binary stars. *Astron. & Astrophys.*, *195*, 129-147.
- Dyck, H. M., van Belle, G. T., & Thompson, R. R. (1998). Radii and Effective Temperatures for K and M Giants and Supergiants. II. *Astron. J.*, *116*, 981-986.
- Epchtein, N., de Batz, B., Capoani, L., Chevallier, L., Copet, E., Fouque, P., Lacombe, F., Le Bertre, T., Pau, S., Rouan, D., Ruphy, S., Simon, G., Tiphene, D., Burton, W. B., Bertin, E., Deul, E., Habing, H., Borsenberger, J., Dennefeld, M., Guglielmo, F., Loup, C., Mamon, G., Ng, Y., Omont, A., Provost, L., Renault, J.-C., Tanguy, F., Kimeswenger, S., Kienel, C., Garzon, F., Persi, P., Ferrari-Toniolo, M., Robin, A., Paturel, G., Vauglin, I., Forveille, T., Delfosse, X., Hron, J., Schultheis, M., Appenzeller, I., Wagner, S., Balazs, L., Holl, A., Lepine, J., Boscolo, P., Picazzio, E., Duc, P.-A., & Mennessier, M.-O. (1997). The Deep Near-Infrared Southern Sky Survey (DENIS). *The Messenger*, *87*, 27-34.

- Eyer, L., & Grenon, M. (1997). Photometric Variability in the HR Diagram. In *ESA SP-402: Hipparcos - Venice '97* (p. 467-472).
- Fizeau, H. (1868). Prix Bordin : Rapport sur le concours de l'année 1967. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 66, 932-934.
- Fröhlich, C., Andersen, B., Appourchaux, T., Berthomieu, G., Crommelynck, D. A., Domingo, V., Fichot, A., Finsterle, W., Gómez, M. F., Gough, D., Jiménez, A., Leifsen, T., Lombaerts, M., Pap, J. M., Provost, J., Cortés, T. R., Romero, J., Roth, H., Sekii, T., Telljohann, U., Toutain, T., & Wehrli, C. (1997). First Results from VIRGO, the Experiment for Helioseismology and Solar Irradiance Monitoring on SOHO. *Solar Phys.*, 170, 1-25.
- Franck, S., Block, A., von Bloh, W., Bounama, C., Schellnhuber, H.-J., & Svirezhev, Y. (2000). Habitable zone for Earth-like planets in the solar system. *Planetary & Space Sc.*, 48, 1099-1105.
- Fridlund, M., Volonte, S., Laurance, R., Whitcomb, G., & Karlsson, A. (2000). *Darwin infrared space interferometer. Concept and feasibility study report* (Tech. Rep. No. ESA-SCI(2000)12). European Space Agency.
- Froehly, C. (1982). Coherence and interferometry through optical fibers. In *Scientific importance of high angular resolution at infrared and optical wavelengths. Proc. Conf. Garching, 24-27 March 1981* (p. 285-293). Garching, Germany: ESO.
- Gai, M., Corcione, L., Lattanzi, M. G., Bauvir, B., Bonino, D., Gardiol, D., Gennai, A., Loreggia, D., Massone, G., & Menardi, S. (2003). FINITO: three-way fringe sensor for VLTI. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 74, 472-+.
- Gatewood, G., & Eichhorn, H. (1973). An unsuccessful search for a planetary companion of Barnard's star (BD +4 3561). *Astron. J.*, 78, 769-776.
- Goldreich, P., & Sari, R. (2003). Eccentricity Evolution for Planets in Gaseous Disks. *Astrophys. J.*, 585, 1024-1037.
- Goodman, J. W. (1985). *Statistical Optics*. New York: John Wiley & Sons.
- Goukenleuque, C., Bézard, B., Joguelet, B., Lellouch, E., & Freedman, R. (2000). A Radiative Equilibrium Model of 51 Peg b. *Icarus*, 143, 308-323.
- Gray, D. F. (1997). Absence of a planetary signature in the spectra of the star 51 Pegasi. *Nature*, 385, 795-796.
- Grenon, M. (1993). Low-level stellar variability. In *ASP Conf. Ser. 40: IAU Colloq. 137: Inside the Stars* (p. 693-707).
- Griffin, R. F. (1967). A Photoelectric Radial-Velocity Spectrometer. *Astrophys. J.*, 148, 465-476.
- Guillot, T., Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., & Saumon, D. (1996). Giant Planets at Small Orbital Distances. *Astrophys. J.*, 459, L35-L38.
- Hanbury Brown, R., Davis, J., Lake, R. J. W., & Thompson, R. J. (1974). The effects of limb darkening on measurements of angular size with an intensity interferometer. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 167, 475-484.
- Hansen, E. R. (1979). Global Optimization Using Interval Analysis: The One-Dimensional Case. *Journal of Optimization Theory and Applications*, 29, 331-344.
- Heintz, W. D. (1978). *Double Stars*. D. Reidel Publishing Company.

- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. (2000). A Transiting "51 Peg-like" Planet. *Astrophys. J.*, 529, L41-L44.
- Hestroffer, D. (1997). Centre to limb darkening of stars. New model and application to stellar interferometry. *Astron. & Astrophys.*, 327, 199-206.
- Hubbard, W. B., Fortney, J. J., Lunine, J. I., Burrows, A., Sudarsky, D., & Pinto, P. (2001). Theory of Extrasolar Giant Planet Transits. *Astrophys. J.*, 560, 413-419.
- Hummel, C. A., Armstrong, J. T., Buscher, D. F., Mozurkewich, D., Quirrenbach, A., & Vivekanand, M. (1995). Orbits of Small Angular Scale Binaries Resolved with the Mark III Interferometer. *Astron. J.*, 110, 376-390.
- Hummel, C. A., Mozurkewich, D., Armstrong, J. T., Hajian, A. R., Elias, N. M., & Hutter, D. J. (1998). Navy Prototype Optical Interferometer Observations of the Double Stars Mizar A and Matar. *Astron. J.*, 116, 2536-2548.
- Israelian, G., Santos, N. C., Mayor, M., & Rebolo, R. (2001). Evidence for planet engulfment by the star HD82943. *Nature*, 411, 163-166.
- Jaulin, L., Kieffer, M., Didrit, O., & Walter, E. (2001). *Applied Interval Analysis*. London: Springer-Verlag.
- Jenkins, J. M. (2002b). The Impact of Solar-like Variability on the Detectability of Transiting Terrestrial Planets. *Astrophys. J.*, 575, 493-505.
- Jenkins, J. M., Caldwell, D. A., & Borucki, W. J. (2002a). Some Tests to Establish Confidence in Planets Discovered by Transit Photometry. *Astrophys. J.*, 564, 495-507.
- Jha, S., Charbonneau, D., Garnavich, P. M., Sullivan, D. J., Sullivan, T., Brown, T. M., & Tonry, J. L. (2000). Multicolor Observations of a Planetary Transit of HD 209458. *Astrophys. J.*, 540, L45-L48.
- Jorissen, A., Mayor, M., & Udry, S. (2001). The distribution of exoplanet masses. *Astron. & Astrophys.*, 379, 992-998.
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. (1993). Habitable Zones around Main Sequence Stars. *Icarus*, 101, 108-128.
- Kervella, P., Gitton, P. B., Segransan, D., di Folco, E., Kern, P. Y., Kiekebusch, M., Duc, T. P., Longinotti, A., Coude du Foresto, V., Ballester, P., Sabet, C., Cotton, W. D., Schoeller, M., & Wilhelm, R. (2003a). VINCI, the VLTI commissioning instrument: status after one year of operations at Paranal. In W. A. Traub (Ed.), *Interferometry for Optical Astronomy II* (Vol. SPIE 4838, p. 858-869).
- Kervella, P., Thévenin, F., Morel, P., Bordé, P., & Di Folco, E. (2003c). The interferometric diameter and internal structure of Sirius A. *Astron. & Astrophys.*, 408, 681-688.
- Kervella, P., Thévenin, F., Morel, P., G., B., Bordé, P., & Provost, J. (2003d). The diameter and evolutionary state of Procyon A. Multi-technique modeling using asteroseismic and interferometric constraints. *soumis à Astron. & Astrophys.*
- Kervella, P., Thévenin, F., Ségransan, D., Berthomieu, G., Lopez, B., Morel, P., & Provost, J. (2003b). The diameters of alpha Centauri A and B. A comparison of the asteroseismic and VINCI/VLTI views. *Astron. & Astrophys.*, 404, 1087-1097.
- Konacki, M., Torres, G., Jha, S., & Sasselov, D. D. (2003). An extrasolar planet that transits the disk of its parent star. *Nature*, 421, 507-509.

- Kovács, G., Zucker, S., & Mazeh, T. (2002). A box-fitting algorithm in the search for periodic transits. *Astron. & Astrophys.*, 391, 369-377.
- Kuchner, M. J. (2003). Volatile-Rich Earth-Mass Planets in the Habitable-Zone. *soumis à Astrophys. J.*, astro-ph/0303186.
- Kuchner, M. J., & Lecar, M. (2002). Halting Planet Migration in the Evacuated Centers of Protoplanetary Disks. *Astrophys. J.*, 574, L87-L89.
- Kurucz, R. (1993). SYNTHE Spectrum Synthesis Programs and Line Data. *SYNTHE Spectrum Synthesis Programs and Line Data. Kurucz CD-ROM No. 18. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993.*, 18.
- Léger, A., Mariotti, J. M., Mennesson, B., Ollivier, M., Puget, J. L., Rouan, D., & Schneider, J. (1996). Could We Search for Primitive Life on Extrasolar Planets in the Near Future? *Icarus*, 123, 249-255.
- Labeyrie, A. (1970). Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. *Astron. & Astrophys.*, 6, 85-87.
- Labeyrie, A. (1975). Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes. *Astrophys. J.*, 196, L71-L75.
- Labeyrie, A., Le Coroller, H., Dejonghe, J., Martinache, F., Borkowski, V., Lardiere, O., & Koechlin, L. (2003). Hypertelescope imaging: from exo-planets to neutron stars. In M. Shao (Ed.), *Interferometry in Space* (Vol. SPIE 4852, p. 236-247).
- Landau, L., & Lifchitz, E. (1988). *Physique théorique* (Vol. 1 Mécanique, Fourth ed.). Moscou: Mir.
- Lawson, P. R. (Ed.). (2001, March). *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry. Course Notes from the 1999 Michelson Summer School*. Pasadena, California: JPL.
- Léger, A., Selsis, F., Sotin, C., Guillot, T., Despois, D., Lammer, H., Ollivier, M., & Brachet, F. (2003). A new family of planets? "Ocean-planets". *soumis à Icarus*.
- Leinert, C., Graser, U., Waters, L. B. F. M., Perrin, G. S., Jaffe, W., Lopez, B., Przygodda, F., Chesneau, O., Schuller, P. A., Glazenberg-Kluttig, A. W., Laun, W., Ligor, S., Meisner, J. A., Wagner, K., Bakker, E. J., Cotton, B., de Jong, J., Mathar, R., Neumann, U., & Storz, C. (2003). Ten-micron instrument MIDI: getting ready for observations on the VLTI. In W. A. Traub (Ed.), *Interferometry for Optical Astronomy II* (Vol. SPIE 4838, p. 893-904).
- Lopez, B., Petrov, R. G., & Vannier, M. (2000). Direct detection of hot extrasolar planets with the VLTI using differential interferometry. In P. J. Léna & A. Quirrenbach (Eds.), *Interferometry in Optical Astronomy* (Vol. SPIE 4006, p. 407-411).
- Lucke, P. B., & Mayor, M. (1980). Duplicity in the solar neighborhood. I - A new spectroscopic orbit for BY Draconis. *Astron. & Astrophys.*, 92, 182-185.
- Lyne, A. (1991). A Planet not a Plasma Cloud. *Nature*, 352, 573.
- Lyne, A. G., & Bailes, M. (1992). No Planet Orbiting PSR:1829-10. *Nature*, 355, 213.
- Malbet, F., Kern, P., Schanen-Duport, I., Berger, J.-P., Rousselet-Perraut, K., & Benech, P. (1999). Integrated optics for astronomical interferometry. I. Concept and astronomical applications. *Astron. & Astrophys.*, 138, 135-145.
- Marcy, G. W., & Butler, R. P. (1996). A Planetary Companion to 70 Virginis. *Astrophys. J.*, 464, L147-L151.

- Marcy, G. W., & Butler, R. P. (1998). Detection of Extrasolar Giant Planets. *Ann. Rev. of Astron. & Astrophys.*, 36, 57-98.
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Fischer, D. A., & Vogt, S. S. (2003). Properties of Extrasolar Planets. In D. Deming & S. Seager (Eds.), *Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets* (Vol. 294).
- Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. (2000). Sub-Saturn Planetary Candidates of HD 16141 and HD 46375. *Astrophys. J.*, 536, L43-L46.
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Williams, E., Bildsten, L., Graham, J. R., Ghez, A. M., & Jernigan, J. G. (1997). The Planet around 51 Pegasi. *Astrophys. J.*, 481, 926-935.
- Max, J., & Lacoume, J.-L. (1996). *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques* (Vol. 1. Principes généraux et méthodes classiques, 5^e ed.). Paris: Masson.
- Mayor, M., & Frei, P.-Y. (2001). *Les nouveaux mondes du cosmos, À la découverte des exoplanètes*. Paris: Seuil.
- Mazeh, T., Naef, D., Torres, G., Latham, D. W., Mayor, M., Beuzit, J., Brown, T. M., Buchhave, L., Burnet, M., Carney, B. W., Charbonneau, D., Drukier, G. A., Laird, J. B., Pepe, F., Perrier, C., Queloz, D., Santos, N. C., Sivan, J., Udry, S., & Zucker, S. (2000). The Spectroscopic Orbit of the Planetary Companion Transiting HD 209458. *Astrophys. J.*, 532, L55-L58.
- Michelson, A. A., & Pease, F. G. (1921). Measurement of the diameter of alpha Orionis with the interferometer. *Astrophys. J.*, 53, 249-259.
- Monnier, J. D. (2003). Optical Interferometry in Astronomy. *Rep. Prog. Phys.*, 66, 789-857.
- Morbey, C. L. (1975). A Synthesis of the Solutions of Spectroscopic and Visual Binary Orbits. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 87, 689-694.
- Naef, D., Mayor, M., Beuzit, J., Perrier, C., Queloz, D., Sivan, J., & Udry, S. (2003). The ELODIE survey for northern extra-solar planets III: 3 planetary candidates detected with ELODIE. *soumis à Astron. & Astrophys.*
- Neumann, E.-G. (1988). *Single-mode fibers. Fundamentals*. Berlin: Springer-Verlag.
- Nordgren, T. E., Germain, M. E., Benson, J. A., Mozurkewich, D., Sudol, J. J., Elias, N. M., Hajian, A. R., White, N. M., Hutter, D. J., Johnston, K. J., Gauss, F. S., Armstrong, J. T., Pauls, T. A., & Rickard, L. J. (1999). Stellar Angular Diameters of Late-Type Giants and Supergiants Measured with the Navy Prototype Optical Interferometer. *Astron. J.*, 118, 3032-3038.
- Nordgren, T. E., Sudol, J. J., & Mozurkewich, D. (2001). Comparison of Stellar Angular Diameters from the NPOI, the Mark III Optical Interferometer, and the Infrared Flux Method. *Astron. J.*, 122, 2707-2712.
- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. (1984). Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars. *Astrophys. J.*, 279, 763-777.
- Ochsenbein, F., & Dubois, P. (1992). Object classification in Simbad. In A. Heck & F. Murtagh (Eds.), *Astronomy from Large Databases II* (Vol. 43, pp. 405-410). ESO.
- Ollivier, M. (2002). *Influence du dépointage sur la photométrie de la voie planétaire et straté-*

- gies possibles de correction* (Tech. Rep. No. COROT.IAS.mo.pi.07.02.01). Consortium COROT. (Version 4)
- Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., & Stauffer, J. R. (2000). Brown Dwarfs. In V. Mannings, A. Boss, & S. Russel (Eds.), *Protostars and Planets IV*. University of Arizona Press.
- Pepe, F., Mayor, M., Delabre, B., Kohler, D., Lacroix, D., Queloz, D., Udry, S., Benz, W., Bertaux, J., & Sivan, J. (2000). HARPS: a new high-resolution spectrograph for the search of extrasolar planets. In M. Iye & A. F. Moorwood (Eds.), *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors* (Vol. SPIE 4008, p. 582-592).
- Perrin, G. (1996). *Une unité de recombinaison à fibres pour l'interféromètre IOTA, application à l'étude des étoiles de type tardif*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, Observatoire de Meudon.
- Perrin, G. (2003b). The calibration of interferometric visibilities obtained with single-mode optical interferometers. Computation of error bars and correlations. *Astron. & Astrophys.*, 400, 1173-1181.
- Perrin, G., & Malbet, F. (Eds.). (2003a). *Observing with the VLT Interferometer*. Les Ulis, France: EDP Sciences.
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., Hoeg, E., Bastian, U., Bernacca, P. L., Crézé, M., Donati, F., Grenon, M., van Leeuwen, F., van der Marel, H., Mignard, F., Murray, C. A., Le Poole, R. S., Schrijver, H., Turon, C., Arenou, F., Froeschlé, M., & Petersen, C. S. (1997). The HIPPARCOS Catalogue. *Astron. & Astrophys.*, 323, L49-L52.
- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., Lisi, F., Puget, P., Antonelli, P., Beckmann, U., Lagarde, S., Lecoarer, E., Robbe-Dubois, S., Duvert, G., Gennari, S., Chelli, A., Dugue, M., Rousselet-Perraut, K., Vannier, M., & Mourard, D. (2003). Using the near infrared VLTI instrument AMBER. In W. A. Traub (Ed.), *Interferometry for Optical Astronomy II* (Vol. SPIE 4838, p. 924-933).
- Pickering, E. C. (1890). On the spectrum of zeta Ursae Majoris. *The Observatory*, 13, 80-81.
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M., & Greenzweig, Y. (1996). Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus*, 124, 62-85.
- Pourbaix, D. (1998). Simultaneous least-squares adjustment of visual and spectroscopic observations of binary stars. *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, 131, 377-382.
- Pourbaix, D. (2000). Resolved double-lined spectroscopic binaries: A neglected source of hypothesis-free parallaxes and stellar masses. *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, 145, 215-222.
- Pourbaix, D., & Eichhorn, H. (1999). Evolution of the "efficiency" when different data sets are combined into a unified adjustment. *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, 136, 419-420.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. (1997). *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing* (Second ed.). Cambridge University Press.
- Queloz, D., Eggenberger, A., Mayor, M., Perrier, C., Beuzit, J. L., Naef, D., Sivan, J. P., & Udry, S. (2000). Detection of a spectroscopic transit by the planet orbiting the star HD209458. *Astron. & Astrophys.*, 359, L13-L17.
- Richichi, A., & Percheron, I. (2002). CHARM: A Catalog of High Angular Resolution Measurements. *Astron. & Astrophys.*, 386, 492-503.

- Robin, A., & Cr ez e, M. (1986). Stellar populations in the Milky Way - A synthetic model. *Astron. & Astrophys.*, 157, 71-90.
- Rouan, D., Baglin, A., Barge, P., Copet, E., Deleuil, M., L eger, A., Schneider, J., Toubanc, D., & Vuillemin, A. (1999). Searching for Exosolar Planets with the COROT space mission. *Phys. & Chem. of the Earth*, 24, 567.
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Cl enet, Y., & Labeyrie, A. (2000). The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 112, 1479-1486.
- Roxburgh, I., & Favata, F. (2003). The Eddington Mission. *Astrophys. & Space Sc.*, 284, 17-19.
- Santos, N. C., Mayor, M., Queloz, D., & Udry, S. (2002). Extra-Solar Planets. *The Messenger*, 110, 32-38.
- Schneider, J. (2003). *Encyclop edie des plan etes extrasolaires*. (site Internet h eburg e par l'observatoire de Paris   l'adresse <http://www.obspm.fr/encycl/encycl.html>)
- Seager, S., & Mall en-Ornelas, G. (2003). A Unique Solution of Planet and Star Parameters from an Extrasolar Planet Transit Light Curve. *Astrophys. J.*, 585, 1038-1055.
- Showman, A. P., & Guillot, T. (2002). Atmospheric circulation and tides of "51 Pegasus b-like" planets. *Astron. & Astrophys.*, 385, 166-180.
- Sozzetti, A., Casertano, S., Brown, R. A., & Lattanzi, M. G. (2003). Narrow-Angle Astrometry with the Space Interferometry Mission: The Search for Extrasolar Planets. II. Detection and Characterization of Planetary Systems. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 115, 1072-1104.
- Sozzetti, A., Casertano, S., Lattanzi, M. G., & Spagna, A. (2001). Detection and measurement of planetary systems with GAIA. *Astron. & Astrophys.*, 373, L21-L24.
- Sudarsky, D., Burrows, A., & Hubeny, I. (2003). Theoretical spectra and atmospheres of extrasolar giant planets. *Astrophys. J.*, 588, 1121-1148.
- Tabachnik, S., & Tremaine, S. (2002). Maximum-likelihood method for estimating the mass and period distributions of extrasolar planets. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 335, 151-158.
- Tingley, B. (2003). A rigorous comparison of different planet detection algorithms. *Astron. & Astrophys.*, 403, 329-337.
- Traub, W. A., Ahearn, A., Carleton, N. P., Berger, J., Brewer, M. K., Hofmann, K., Kern, P. Y., Lacasse, M. G., Malbet, F., Millan-Gabet, R., Monnier, J. D., Ohnaka, K., Pedretti, E., Ragland, S., Schloerb, F. P., Souccar, K., & Weigelt, G. (2003). New Beam-Combination Techniques at IOTA. In W. A. Traub (Ed.), *Interferometry for Optical Astronomy II* (Vol. SPIE 4838, p. 45-52).
- Trilling, D. E., Benz, W., Guillot, T., Lunine, J. I., Hubbard, W. B., & Burrows, A. (1998). Orbital Evolution and Migration of Giant Planets: Modeling Extrasolar Planets. *Astrophys. J.*, 500, 428-439.
- Udalsky, A., Paczyński, B., Zeburuń, K., Szymański, M., Kubiak, M., Soszyński, I., Szewczyk, O., Wyrzykowski, L., & Pietrzyński, G. (2002a). The optical gravitational lensing experiment. Search for planetary and low-luminosity object transits in the Galactic disk. Results of 2001 campaign. *Acta Astron.*, 52, 1-37.
- Udalsky, A., Zeburuń, K., Szymański, M., Kubiak, M., Soszyński, I., Szewczyk, O., Wyrzykowski, L., & Pietrzyński, G. (2002b). The optical gravitational lensing experiment. Search for planetary and low-luminosity object transits in the Galactic disk. Results of 2001 campaign – supplement. *Acta Astron.*, 52, 115-128.

- van Belle, G. T., Lane, B. F., Thompson, R. R., Boden, A. F., Colavita, M. M., Dumont, P. J., Mobley, D. W., Palmer, D., Shao, M., Vasisht, G. X., Wallace, J. K., Creech-Eakman, M. J., Koresko, C. D., Kulkarni, S. R., Pan, X. P., & Gubler, J. (1999). Radii and Effective Temperatures for G, K, and M Giants and Supergiants. *Astron. J.*, *117*, 521-533.
- van de Kamp, P. (1963). Astrometric study of Barnard's star from plates taken with the 24-inch Sproul refractor. *Astron. J.*, *68*, 515-521.
- van de Kamp, P. (1969). Alternate dynamical analysis of Barnard's star. *Astron. J.*, *74*, 757-759.
- Vidal-Madjar, A., des Etangs, A. L., Désert, J.-M., Ballester, G. E., Ferlet, R., Hébrard, G., & Mayor, M. (2003). An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b. *Nature*, *422*, 143-146.
- Walker, H. J., & Cohen, M. (1988). The classification of stars from IRAS colors. *Astron. J.*, *95*, 1801-1816.
- Wolszczan, A., & Frail, D. A. (1992). A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, *355*, 145-147.
- Zucker, S., & Mazeh, T. (2002). On the Mass-Period Correlation of the Extrasolar Planets. *Astrophys. J.*, *568*, L113-L116.

Résumé

Grâce à la spectroscopie des vitesses radiales, on connaît en 2003 plus d'une centaine d'exoplanètes géantes autour d'étoiles de type solaire. Les limites de cette technique poussent à utiliser d'autres méthodes pour caractériser complètement les planètes connues, détecter des planètes de taille terrestre, et accéder à des informations statistiques sur une grande population d'objets. Cette thèse porte sur deux de ces techniques complémentaires : d'une part la photométrie des transits et d'autre part l'interférométrie infrarouge à très longue base.

La photométrie des transits a été étudiée dans le cadre de la mission spatiale COROT : on a mis en œuvre un algorithme de détection par filtrage adapté afin de déterminer (i) l'efficacité de détection de l'instrument pour différentes distributions orbitales des planètes, et (ii) la répartition des détections en fonction du type spectral et de la magnitude de l'étoile hôte. En outre, on a étudié l'utilisation des canaux photométriques de COROT pour discriminer les fausses détections et pour réduire la part du bruit de variabilité stellaire.

Un traitement global des mesures par interférométrie à très longue base et par spectroscopie permet la caractérisation complète des systèmes doubles. On a appliqué ce traitement à des observations réelles d'étoiles binaires spectroscopiques, puis on a étudié la faisabilité d'observations de couples du type de 51 Pegasi. Par ailleurs, on a contribué à l'effort vers la très haute précision en interférométrie infrarouge par la réalisation d'un catalogue d'étoiles-étalons, et par la caractérisation instrumentale d'un prototype de fibre monomode à 10 μm , un composant essentiel pour les missions spatiales dédiées aux exoplanètes telluriques comme Darwin/TPF.

Mots-clés: planètes extrasolaires – étoiles binaires spectroscopiques – photométrie des transits – COROT – interférométrie infrarouge – fibres monomodes

Abstract

Thanks to radial velocity spectroscopy, over a hundred giant exoplanets around solar type stars have been discovered to date (2003). The limits of this technique motivate the use of other methods to obtain a full characterization of the known planets, to detect terrestrial size planets, and to expand our statistical knowledge over a larger population of objects. This thesis deals with two of these complementary techniques, namely transit photometry and long baseline infrared interferometry.

Transit photometry has been studied in the framework of the space mission COROT: we have used a match-filter algorithm to determine (i) the detection efficiency of the instrument as a function of different planetary orbital distributions, and (ii) the histograms of detections vs. the spectral type and the magnitude of the host star. Moreover, we have studied the use of COROT's photometric channels to diagnose false detections, and to reduce stellar variability noise.

With a joint processing of spectroscopic and long baseline interferometric data, a full characterization of double systems can be achieved. We have applied this processing to real observations of spectroscopic binaries, then we have studied the feasibility of the observation of 51 Pegasi-like double systems. Furthermore, we have contributed to the effort to improve precision in infrared interferometry by compiling a catalog of calibrator stars, and by characterizing a prototype 10 μm single-mode fiber, a critical component for space missions dedicated to terrestrial planets finding like Darwin/TPF.

Keywords: extrasolar planets – spectroscopic binaries – transit photometry – COROT – infrared interferometry – single-mode fibers